

PUBLICATIONS DE L'UNIVERSITÉ DE NANCY
COLLECTION DES THÈSES DE LA FACULTÉ DES SCIENCES
PHYSIQUE

PREMIÈRE THÈSE

HYDRODYNAMIQUE et TRANSFERT de CHALEUR
dans les DISPERSIONS LIQUIDE-LIQUIDE

DEUXIÈME THÈSE

Stabilité des carbures de métaux
réfractaires à haute température

Présentées à la Faculté des Sciences de l'Université de Nancy
pour obtenir le grade de Docteur ès-Sciences Appliquées

par **Roben LOUTATY**

Ingénieur des Arts et Manufactures

soutenues le 30 Octobre 1968

devant la Commission d'Examèn

JURY :

M. LE GOFF, Président

M. VIGNES,

M. VILLERMAUX,

M. MONDIN,

} Examineurs

Invité

1968

Digitized by the Internet Archive
in 2026

PUBLICATIONS DE L'UNIVERSITÉ DE NANCY
COLLECTION DES THÈSES DE LA FACULTÉ DES SCIENCES
PHYSIQUE

PREMIÈRE THÈSE

HYDRODYNAMIQUE et TRANSFERT de CHALEUR dans les DISPERSIONS LIQUIDE-LIQUIDE

DEUXIÈME THÈSE

Stabilité des carbures de métaux réfractaires à haute température

Présentées à la Faculté des Sciences de l'Université de Nancy
pour obtenir le grade de Docteur ès-Sciences Appliquées

par **Roben LOUTATY**

Ingénieur des Arts et Manufactures

soutenues le 30 Octobre 1968

devant la Commission d'Examen

JURY :

M. LE GOFF, Président

M. VIGNES,

M. VILLERMAUX,

M. MONDIN,

} Examinateurs

Invité

1968

HYDRODYNAMIQUE et TRANSFERT de CHALEUR dans les DISPERSIONS LIQUIDE-LIQUIDE

PAR

Stabilité des émulsions de milieux
réfractifs à haute température

Présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Leiden
pour obtenir le grade de Docteur en Sciences physiques

par: Robert JOUTY

Ingenieur des Arts et Manufactures

né le 20 Octobre 1924

départ de Chimie Industrielle

1954

M. LE GOUT, Président

M. VRIES,

M. VRIES,

M. VRIES,

M. VRIES,

M. VRIES,



ANNEE SCOLAIRE 1967-68

DOYEN : M. AUBRY

ASSESEUR : M. GAY

Doyens honoraires : MM. CORNUBERT - DELSARTE - ROUBAULTProfesseurs honoraires : MM. RAYBAUD - LAFFITTE - LERAY - JULY - LAPORTE - EICHHORN - GODEMENT - DUBREUIL - L. SCHWARTZ - DIEUDONNE DE MALLEMANN - LONGCHAMBON - LETORT - DODE - GAUTHIER - GOUDET - OLMER - CORNUBERT - CHAPELLE - GUERIN - WAHLMaîtres de Conférences honoraires : MM. LIENHART - PIERRET -
Mlle MATHIEUProfesseurs

MM.

DELSARTE	Analyse supérieure	MANGENOT	Botanique
ROUBAULT	Géologie	GAYET	Physiologie
CAPELLE	Mécanique rationnelle	HAINI	Physique
VEILLET	Biologie animale	+BASTICK	Chimie
BARRIOL	Chimie Théorique	DUCHAUFOR	Pédologie
BIZETTE	Physique	GARNIER	Agronomie
GUILLIEN	Electronique	NEEL	Chimie Organique Indus.
LEGRAS	Mécanique rationnelle	BERNARD	Géologie Appliquée
BOLFA	Minéralogie	+CHAMPIER	Physique
NICLAUSE	Chimie	+GAY	Chimie Biologique
AUBRY	Chimie Minérale	STEPHAN	Zoologie
COPPENS	Radiogéologie	+CONDE	Zoologie
DUVAL	Chimie	+WERNER	Botanique
FRUHLING	Physique	EYMAR	Calcul différentiel & Intégral
HILLY	Géologie	LEVISALLES	Chimie Organique
LE GOFF	Génie Chimique	Mme HERVE	Méthodes mathématiques de la physique
SUHNER	Physique Expérimentale	FELDEN	Physique
CHAPON	Chimie Biologique	+GOSSE	Mécanique physique
HEROLD	Chimie Minérale Indus.	+DAVOINE	Physique (ENSMIM)
SCHWARTZ B.	Exploitation Minière	HORN	Physique (1er cycle)
+MALAPRADE	Chimie	ROCCI	Géologie
FAIVRE	Physique appliquée	Mme LUMER	Mathématiques
		N...	Chimie biologique
		N...	Mécanique appliquée
		N...	Chimie physique

(+) Professeur titulaire à titre personnel

MAITRES DE CONFERENCES

Mme BASTICK	Chimie P.C. Epinal
MM. GUDEFIN	Physique
VUILLAUME	Psychophysiologie
FRENTZ	Biologie animale
MARI	Chimie (I.S.I.N.)
AUROUZE	Géologie
DEVIOT	Physique du solide
FLECHON	Physique P.C.
Mle HUET	Mathématiques C.B.G.
VIGNES	Métallurgie
BALESDE	Thermodynamique chimique appliquée (ENSIC)
BLAZY	Minéralogie appliquée (E.N.S.G.)
JANOT	Physique P.C. Epinal
JACQUIN	Pédologie et Chimie agricoles
MAINARD	Physique M.P.
CACHAN	Entomologie appliquée (E.N.S.A.)
MARTIN	Chimie P.C.
PAULMIER	Mécanique expérimentale
PROTAS	Minéralogie
JOZEFOWICZ	Physico-chimie
JURAIN	Géologie C.B.G.
RIVAIL	Chimie appliquée (C.U.C.E.S.)
VILLERMAUX	Génie Chimique
METCHE	Biochimie appliquée (brasserie)
PAIR	Mathématiques appliquées
BAUMANN	Physique 1er Cycle
DURAND	Physique
GRANGE	Physique (I.S.I.N.)
DEPAIX	Probabilités & Statistiques
N...	Mécanique des fluides (I.S.I.N.)
N...	Mécanique (I.S.I.N.)
N...	Mathématiques
N...	Mathématiques P.C.
N...	Mathématiques C.B.G.
N...	Physiologie animale
N...	Mathématiques M.P.
N...	Exploitation minière (E.N.S.M.I.M.)

A la mémoire de mon beau-frère

A ma famille

AVANT-PROPOS

Le présent travail a été effectué dans le cadre d'un contrat passé avec le Service des Transferts Thermiques du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, dans le laboratoire de Génie Chimique de Monsieur le Professeur LE GOFF à l'Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques, sous la direction scientifique de Monsieur VIGNES, Professeur de Métallurgie à l'Ecole Nationale Supérieure de la Métallurgie et de l'industrie des Mines.

Nous tenons à exprimer ici notre vive gratitude à Monsieur LE GOFF pour la formation qu'il nous a permis d'acquérir dans son laboratoire. Nous sommes heureux de lui témoigner à cette occasion notre profonde reconnaissance pour la confiance qu'il a placée en nous.

Nous ne saurions comment remercier Monsieur VIGNES pour l'intérêt qu'il nous a constamment manifesté et pour les conseils avisés que sans cesse il a su nous prodiguer.

Nous remercions Monsieur VILLERMAUX, Maître de Conférences, d'avoir bien voulu faire partie de notre jury de thèse et prions Monsieur MONDIN, Chef du Service des Transferts Thermiques du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, de vouloir trouver ici l'expression de notre gratitude pour l'honneur qu'il nous fait en participant à notre jury.

Nos remerciements vont également à notre Chef de Groupe, Monsieur MALENCE, Chargé de Recherches au C.N.R.S. ainsi qu'à Monsieur LACKME Ingénieur au C.E.N. de Grenoble, pour les entretiens fructueux que nous avons pu avoir avec eux tout le long de notre recherche.

Nous n'oublierons pas Madame HAJDU et Monsieur CHASSIN pour l'aide expérimentale qu'ils nous ont apportée dans la première partie de ce travail. Qu'ils soient tous deux assurés de nos plus sincères remerciements.

Enfin à tout le personnel technique et administratif, nous exprimons notre reconnaissance et à tous nos camarades du laboratoire de Génie Chimique nous adressons un amical souvenir.

HYDRODYNAMIQUE ET TRANSFERT DE CHALEUR

DANS LES DISPERSIONS LIQUIDE-LIQUIDE

PLAN GENERAL

- Introduction
- Première partie : "HYDRODYNAMIQUE ET TRANSFERT DE CHALEUR
D'UNE GOUTTE EN MOUVEMENT DANS UNE PHA-
SE CONTINUE STATIONNAIRE"
- Deuxième partie : "HYDRODYNAMIQUE D'UNE COLONNE A PULVERI-
SATION LIQUIDE-LIQUIDE"
- Troisième partie : "DISPERSION AXIALE ET TRANSFERT DE CHA-
LEUR DANS UNE COLONNE A PULVERISATION
LIQUIDE-LIQUIDE"
- Conclusion
- Notations

INTRODUCTION

Le processus de transfert de matière ou de chaleur entre une phase dispersée et une phase continue, est un phénomène étudié théoriquement et expérimentalement depuis longtemps, vu le nombre considérable d'applications industrielles dans lesquelles il intervient.

L'urgente nécessité de dessaler l'eau de mer à bas prix dans certaines régions du monde, a particulièrement stimulé les recherches sur les échanges de chaleur par contact direct entre une dispersion de gouttes circulant à contre-courant avec une phase continue. Ce procédé qui tire son intérêt de sa simplicité et des avantages qu'il offre sur les échangeurs classiques tubulaires, permet en outre, d'obtenir des coefficients de transfert élevés. La possibilité dans ces toutes récentes années, d'augmenter considérablement l'aire de contact des deux phases liquides en réalisant un nouvel écoulement stable, le "lit dense", conduit de plus à une amélioration de l'efficacité de ce type d'échangeur. Malgré un grand nombre de travaux consacrés à l'étude du transfert de matière ou de chaleur par contact direct, peu d'entre eux se rapportent à l'étude hydrodynamique des colonnes à pulvérisation, ainsi qu'à leur fonctionnement en échangeurs de chaleur, notamment en lit dense. De même la dispersion axiale qui se manifeste dans tout écoulement à deux phases en abaissant les performances des échangeurs, bien connue dans l'écoulement d'une phase gazeuse ou liquide à travers un garnissage, a fait l'objet de très peu de travaux expérimentaux dans les colonnes à pulvérisation.

Le but que s'est proposé cette étude, est de contribuer à mieux comprendre le transfert de chaleur par contact direct (et par analogie peut-être, le transfert de matière) entre deux phases liquides immiscibles, au niveau fondamental d'une goutte en déplacement dans un milieu continu immobile, et au niveau plus global d'une dispersion de gouttes, en écoulement à contre-courant avec une phase continue.

C'est ainsi que la première partie de ce travail a été consacrée à l'étude de l'hydrodynamique d'une goutte en mouvement dans un liquide stationnaire et de son transfert de chaleur avec le même liquide environnant. Treize systèmes de liquides ont été étudiés et une relation permettant de calculer la conductance de transfert, est proposée.

La seconde partie expose les résultats relatifs au fonctionnement hydrodynamique d'une colonne à dispersion. L'influence des débits des deux phases sur le taux de rétention et sur la taille moyenne des gouttes, est étudiée. Les conditions d'obtention et de stabilité du nouvel écoulement "lit dense", sont précisées, et une corrélation reliant les divers paramètres, est présentée.

Enfin, dans la troisième partie, la conductance vraie de transfert, dans une colonne à pulvérisation fonctionnant en échangeur de chaleur, est déduite de la détermination des profils longitudinaux de température des deux phases liquides, et reliée à la conductance de transfert d'une goutte isolée. L'effet de la dispersion axiale sur l'efficacité de la colonne, est mis en évidence, et les résultats expérimentaux sont comparés à un modèle théorique.

Nota : Les numéros des références bibliographiques des équations, des tableaux et des figures sont précédés d'une lettre :

M (Monogoutte) pour la première partie

H (Hydrodynamique) pour la deuxième partie

T (transfert de chaleur) pour la troisième partie

PREMIERE PARTIE

HYDRODYNAMIQUE ET TRANSFERT DE CHALEUR D'UNE GOUTTE EN MOUVEMENT DANS UNE PHASE CONTINUE STATIONNAIRE

Résumé

- I - Introduction
- II - Equations du transfert de chaleur
- III - Revue bibliographique
- IV - Techniques expérimentales
- V - Résultats expérimentaux relatifs à l'hydrodynamique
- VI - Résultats expérimentaux relatifs au transfert de chaleur
- VII Discussion et interprétation des résultats
Annexe M. Déformation des gouttes

RESUME

On présente les résultats relatifs à l'hydrodynamique d'une goutte en mouvement dans un liquide immobile ainsi que les résultats relatifs aux échanges de chaleur entre la goutte et le milieu environnant.

Pour chacun des treize systèmes liquide-liquide étudiés, les courbes donnant les variations de la vitesse de déplacement et de la conductance de transfert en fonction du diamètre équivalent de la goutte, ont été tracées. Les valeurs expérimentales de la conductance de transfert sont comparées aux valeurs calculées, d'une part, par la corrélation des gouttes rigides, et d'autre part, par la corrélation de HANDLOS et BARON, établie pour des gouttes animées d'une forte circulation interne, et lorsque la résistance au transfert est localisée dans la phase dispersée. On ne constate aucun accord avec cette dernière corrélation, mais on montre que la conductance de transfert varie linéairement avec la vitesse de déplacement de la goutte, pour les systèmes de liquides où la résistance de transfert est principalement localisée dans la phase dispersée.

I

INTRODUCTION

Contrairement à l'hydrodynamique d'une goutte en mouvement dans un fluide immobile, relativement bien connue [M.34, 39, 40], le mécanisme de transfert de chaleur ou de matière entre une goutte et une phase continue est très mal connu en dépit d'un grand nombre d'études théoriques et expérimentales. Plusieurs modèles théoriques ou semi-théoriques ont été proposés, mais peu de résultats expérimentaux les confirment.

L'étude des phénomènes de transfert de chaleur ou de matière montre l'existence de trois processus distincts de transfert dans la vie d'une goutte : le transfert pendant sa formation, le transfert pendant son mouvement libre et le transfert pendant sa coalescence.

En outre, comme nous le verrons plus loin, on doit de plus distinguer :

- le transfert pendant le trajet parcouru par la goutte avant d'atteindre sa vitesse terminale,
- le transfert au cours du mouvement uniforme de la goutte, sa vitesse limite étant atteinte.

Le flux de chaleur, par unité de surface de contact et par unité de temps, peut être représenté par l'expression :

$$\Phi = h (T_g - T_c)$$

où h est la conductance de transfert, T_g la température moyenne de la goutte et T_c la température de la phase continue.

II

EQUATIONS DU TRANSFERT

Le bilan de chaleur qui représente la quantité de chaleur extraite de ou par la goutte, à travers sa surface S, pendant l'intervalle de temps dt, au cours de son mouvement, s'écrit :

$$hS(T_g - T_C)dt = -v(\rho C_p)_D dT_g \quad (M.1)$$

où T_g est la température de la goutte à la cote Z, T la température de la phase continue, v le volume de la goutte, $(\rho C_p)_D$ sa capacité calorifique et h la conductance de transfert.

Transfert pendant le mouvement de la goutte

Pendant son mouvement, le volume de la goutte peut être considéré comme constant ; de plus, le volume de la phase continue étant très grand devant celui d'une goutte, sa température T_C peut être également considérée comme constante ; on peut donc intégrer l'équation (M.1) sous la forme

$$\int_{T_{g1}}^{T_{g2}} \frac{dT_g}{T_g - T_C} = \text{Log} \frac{T_{g2} - T_C}{T_{g1} - T_C} = - \int_{t_1}^{t_2} \frac{h s_D}{(\rho C_p)_D} dt \quad (M.2)$$

où s_D est l'aire spécifique de la goutte S/v . Si l'on admet que la conductance de transfert h est constante et indépendante du trajet parcouru par la goutte, la seconde intégrale s'écrit :

$$\text{Log} \frac{T_{g2} - T_C}{T_{g1} - T_C} = - \frac{h s_D}{(\rho C_p)_D} (t_2 - t_1) \quad (M.3)$$

En outre, si la vitesse de déplacement de la goutte est constante et égale à sa vitesse limite u , pendant le temps $t_2 - t_1$, la goutte parcourt un trajet $z_2 - z_1$ égal à $u(t_2 - t_1)$, d'où :

$$\text{Log} \frac{T_{g2} - T_C}{T_{g1} - T_C} = - \frac{h s_D}{(u \rho C_p)_D} (z_2 - z_1) \quad (M.4)$$

En désignant par E l'efficacité du transfert :

$$E = \frac{T_{g1} - T_{g2}}{T_{g1} - T_C} \quad T_{g1} > T_{g2} > T_C \quad (M.5)$$

l'expression (M.4) peut encore s'écrire :

$$\text{Log } (1-E) = - \frac{h s_D}{(\rho C_p)_D} (z_2 - z_1) \quad (M.6)$$

Transfert pendant la formation de la goutte

Pendant la formation de la goutte, son volume et son aire varient continuellement. Le bilan différentiel (M.1) est toujours valable à condition de considérer S et v comme l'aire et le volume à l'instant t. Pendant le temps τ_F de formation, l'intégration de (M.1) donne :

$$\text{Log } \frac{T_{g0} - T_C}{T_{g0}^* - T_C} = \text{Log } (1-E_F) = - \int_0^{\tau} \frac{h}{(\rho C_p)_D} \frac{S_t}{v_t} dt \quad (M.7)$$

où T_{g0} est la température de la goutte au temps τ_F et T_{g0}^* la température de la phase dispersée dans l'ajutage, au temps zéro, avant la formation de la goutte. La seconde intégrale n'est pas calculable, car la variation de la conductance h avec le temps de contact est inconnue. On peut la remplacer par :

$$\text{Log}(1-E_F) = - \frac{h_f}{(\rho C_p)_D} \int_0^{\tau} \frac{S_t}{v_t} dt \quad (M.8)$$

ce qui revient à définir une conductance de transfert moyenne pendant la formation. Cette procédure ne présente de l'intérêt que si h ne dépend pas du temps de formation, ce que nous constaterons. Le calcul de la nouvelle intégrale peut alors être effectué, en admettant que la goutte est assimilable à une sphère dont le volume croît linéairement avec le temps, ce qui se traduit par :

$$\frac{v_t}{t} = \frac{v}{\tau_F} \quad (M.9)$$

où v est le volume de la goutte au moment où elle se détache. L'aire de la goutte s'exprime en fonction du temps par :

$$S_t = \pi^{1/3} 6^{2/3} \left(\frac{v}{\tau_F} \right)^{2/3} t^{2/3} \quad (M.10)$$

et l'intégrale (M.8) a pour expression :

$$\int_0^{\tau_F} \frac{S_t}{v_t} dt = \frac{3}{2} s_D \tau_F \quad (M.11)$$

Finalement, l'efficacité varie avec le temps de formation suivant :

$$\text{Log } (1-E_F) = - \frac{3}{2} \frac{\bar{h}_F s_D}{(\rho C_p)_D} \tau_F \quad (M.12)$$

III

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

Pour le transfert en mouvement uniforme, trois modèles de gouttes sont envisagés :

- la goutte rigide
- la goutte entièrement mélangée
- la goutte avec circulation interne

ce dernier est de loin le plus important et a fait l'objet d'un grand nombre d'études théoriques et expérimentales [M. 1, 3, 5, 6, 16, 19, 22, 24, 27, 29, 32, 35, 36, 43] aussi bien en transfert de matière que de chaleur, la circulation qui prend naissance dans la goutte à partir d'une certaine valeur du nombre de Reynolds, augmentant considérablement le transfert comparativement à la goutte rigide.

Dans le processus de transfert, on considère que la résistance de la phase continue et celle de la phase dispersée sont couplées en série, la conductance globale étant donnée par :

$$\frac{1}{h_T} = \frac{1}{h_C} + \frac{1}{h_D} \quad (M. 13)$$

La plupart des études théoriques ont conduit à des relations donnant le nombre de Nusselt en fonction des nombres de Reynolds et de Prandtl, lorsque la résistance est localisée dans la phase continue, et des corrélations donnant une efficacité lorsque la résistance est localisée dans la goutte elle-même.

SIDEMAN et SHABTAI [M.36] dans un article citant 133 publications, présentent une revue des différentes corrélations théoriques, semi-théoriques et empiriques.

Aussi bien pour le transfert de matière que pour le transfert de chaleur, l'analyse théorique conduit pour la conductance de la phase continue à la relation (M.14) valable pour des sphères rigides :

$$Nu_C = b Re^{1/2} Pr_C^{1/3} \quad (M.14)$$

où b est compris entre 0,6 et 1. Cette relation a été vérifiée expérimentalement sur des sphères solides [M. 9, 11, 13, 25] se déplaçant dans un milieu continu et sur des sphères liquides suspendues à un ajutage [M.8, 13, 21, 26, 31] L'étude expérimentale de CALDERBANK et KORCHINSKI [M.3] sur le transfert de chaleur entre des gouttes de mercure se déplaçant dans des solutions aqueuses de glycérine, montre un bon accord avec

la relation (M.14) (b étant égal à 0,6) pour des nombres de Reynolds inférieurs à 200 (gouttes non oscillantes). En transfert de matière la relation (M.14) n'a été vérifiée que par un seul auteur [M.38] sur des gouttes en déplacement dans un milieu continu et en présence d'agent tensio-actif (ce qui leur donne un comportement de sphères rigides). HIGBIE [M.20] propose pour des gouttes présentant une circulation interne la relation (M.14') déduite de la théorie de pénétration :

$$Nu_C = 1.13 Re^{1/2} Pr_C^{1/2} \quad (M.14')$$

En l'absence d'agent tensio-actif et pour des gouttes en mouvement, deux études expérimentales [M.10, M.38] de transfert de matière ont conduit aux deux relations équivalentes :

$$Sh_C = -178 + 3,62 Re^{1/2} Sc_C^{1/3} \quad (M.15)$$

$$Sh_C = -126 + 1,8 Re^{1/2} Sc_C^{0,42} \quad (M.15')$$

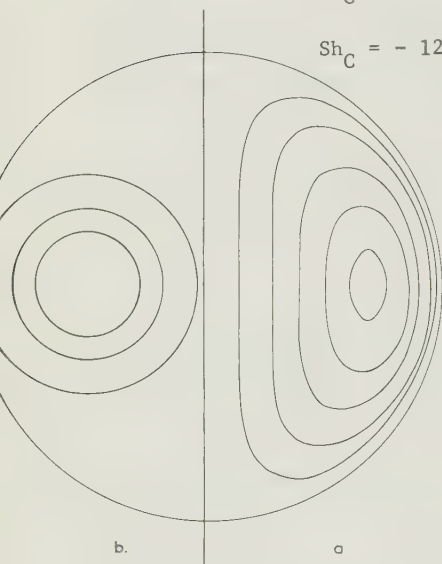


Figure. M.1

CIRCULATION À L'INTERIEUR d'une GOUTTE.

a). Type d'HADAMARD. [M.15]

b). Type de HANDLOS et BARON. [M.16]

Pour la conductance de transfert relative à la phase dispersée h_D KRONIG et BRINK [M.24] ont supposé que la circulation à l'intérieur de la goutte suit le modèle d'HADAMARD [M.15] (voir figure M.1) et que les isothermes coïncident à un moment quelconque avec les lignes de courant. Négligeant la diffusion le long d'une ligne de courant et supposant en outre la résistance dans la phase continue nulle, ces auteurs obtiennent en résolvant l'équation de Fourier-Poisson l'expression :

$$E = 1 - \frac{3}{8} \sum_{n=1}^{\infty} A_n^2 \exp \left[\frac{-\lambda_n 16 \alpha_D t}{D^2/4} \right] \quad (M.16)$$

Ce même modèle a été repris par ELZINGA et BANCHERO [M.6] qui ont déterminé les valeurs des constantes λ_n et A_n lorsque la résistance dans la phase continue a une valeur finie.

CALDERBANK et KORCHINSKI [M.3] dans une étude de transfert de chaleur de gouttes de bromobenzène en mouvement dans les solutions d'eau et de glycérine à différentes concentrations, obtiennent expérimentalement :

$$E = \left[1 - \exp \left(\frac{-2,25 \pi^2 \alpha_D t}{d^2/4} \right) \right]^{1/2} \quad (M.17)$$

en parfait accord avec l'expression de KRONIG et BRINK. Cette relation (M.17) montre que lorsqu'il y a circulation interne, la diffusivité effective est 2,25 fois plus grande que la diffusivité moléculaire.

HANDLOS et BARON [M.16] ont proposé un autre modèle valable pour les valeurs de $R_e \sim 1000$, où s'établit une intense circulation interne. Ils admettent qu'au mouvement tangentiel causé par la circulation, s'ajoute un mouvement radial au hasard, dû aux vibrations internes. Les lignes de courant ne sont plus données par la fonction d'HADAMARD mais sont représentées par un système de tores concentriques (voir figure M.1). Reprenant le temps de circulation utilisé par KRONIG et BRINK [M.24], et supposant également la résistance de la phase continue nulle, ils aboutissent à :

$$E = 1 - 2 \sum_1^8 A_n^2 \exp \left[\frac{-\lambda_n \alpha_D t}{512 d^2/4} \frac{Pe_D}{1+\mu_D/\mu_C} \right] \quad (M.18)$$

En se limitant au premier terme de la série, soit $\lambda_1 = 2,88$, ils présentent leur résultat sous la forme pratique :

$$h_D = \frac{0,00375}{1+\mu_D/\mu_C} (U \rho C_p)_D \quad (M.19)$$

Il faut noter ici que cette relation n'a été vérifiée en transfert de chaleur par ces auteurs que sur les résultats obtenus dans une colonne à dispersion par GARWIN et SMITH [M.12].

WELLEK et SKELLAND [M.42] ont étendu le modèle au cas où la résistance de la phase continue n'est pas nulle. Ils ont calculé pour différentes valeurs de h_C les valeurs des différents λ_n et retrouvent notamment pour λ_1 la valeur de 2,866 (au lieu de 2,88) quand $h_C \rightarrow \infty$.

Tout récemment OLANDER [M.29] a résolu numériquement l'équation différentielle originale de HANDLOS et BARON [M.16] et obtient l'expression suivante :

$$h_D = 0,972 h_{HB} + 0,075 \frac{d}{t} \quad (M.20)$$

où h_{HB} est la valeur proposée par HANDLOS et BARON et donnée par (M.19). D'après cette relation h_D dépendrait du temps de contact.

Mc DOWELL et MYERS [M.27] ont également étudié le transfert de chaleur entre des gouttes de liquides organiques montant dans l'eau et des gouttes d'eau montant dans d'autres liquides organiques.

Tableau M.I
Propriétés physiques des systèmes de liquides étudiés

N°	Système	Phase dispersée			Phase continue				σ dynes/cm	$\rho = \frac{\rho_C - \rho_D}{840 \mu \text{C}}$
		ρ_D g/cm ³	μ_D cp	k_D cal/cm.s°C	$(\rho C_p)_D$	ρ_C g/cm ³	μ_C cp	k_C cal/cm.s°C		
1	CCl ₄ - glycol	1,590	0,80 à 30°C	2,5.10 ⁻⁴	0,320	1,120	15 à 22,5°C	6,2.10 ⁻⁴	14,7 à 20°C	1,0.10 ⁴
2	C ₂ Cl ₄ - sol. aqueuse de glycérine à 62 %	1,614	0,79 à 33°C	3,9.10 ⁻⁴	0,340	1,158	11,8 à 20,7°C	8,3.10 ⁻⁴	31,1 à 20°C	1,4.10 ⁵
3	Mélange* - sol. aqueuse de glycérine à 50 %	1,256	4,64 à 50°C	2,7.10 ⁻⁴	0,427	1,126	6,0 à 20°C	10.10 ⁻⁴	52,0 à 20°C	1,2.10 ⁸
4	Glycol - kérosène	1,120	12 à 28°C	6,2.10 ⁻⁴	0,646	0,789	1,04 à 23°C	3,6.10 ⁻⁴	11,0 à 18°C	2,0.10 ⁸
5	Kérosène - Eau + Teepol	0,789	0,87 à 40°C	3,6.10 ⁻⁴	0,356	0,998	0,981 à 21°C	14,3.10 ⁻⁴	9,4 à 20°C	4,0.10 ⁸
6	C ₂ Cl ₄ - sol. aqueuse de glycérine à 25 %	1,614	0,79 à 33°C	3,9.10 ⁻⁴	0,340	1,055	2,13 à 20°C	11,5.10 ⁻⁴	34,1 à 21°C	9,6.10 ⁸
7	Mélange* - sol. aqueuse de glycérine à 25 %	1,256	4,64 à 50°C	2,7.10 ⁻⁴	0,427	"	"	"	38,6 à 20°C	2,1.10 ⁹
8	Benzène - eau	0,879	0,56 à 30°C	3,8.10 ⁻⁴	0,369	0,998	0,981 à 21°C	14,3.10 ⁻⁴	30,0 à 22°C	2,5.10 ¹⁰
9	Mélange* - eau	1,256	4,64 à 50°C	2,7.10 ⁻⁴	0,427	"	"	"	42,2 à 20°C	3,0.10 ¹⁰
10	Essence P - eau	0,720	0,66 à 40°C	3,5.10 ⁻⁴	0,356	"	"	"	44,6 à 21°C	3,3.10 ¹⁰
11	Kérosène - eau	0,789	0,87 à 40°C	3,6.10 ⁻⁴	0,356	"	"	"	44,5 à 20°C	4,2.10 ¹⁰
12	Eau - Kérosène	0,990	0,60 à 45°C	15,0.10 ⁻⁴	0,990	0,789	1,04 à 23°C	3,6.10 ⁻⁴	47,7 à 19°C	4,6.10 ¹⁰
13	Dowtherm - eau	1,040	2,40 à 50°C	3,4.10 ⁻⁴	0,405	0,998	0,981 à 21°C	14,3.10 ⁻⁴	38,0 à 19°C	1,5.10 ¹¹

* Ce mélange contient 50% en volume de Dowtherm et 50 % de Giliotherm

Leurs résultats expérimentaux (sous forme d'efficacité) sont comparés aux résultats théoriques obtenus en supposant différents modèles de transfert. Ces auteurs estiment que lorsque la viscosité de la phase dispersée est plus faible que celle de la phase continue, les gouttes sont animées d'une circulation interne ce qui diminue la résistance au transfert. En particulier, pour des gouttes de kérosène se déplaçant dans l'eau, le modèle décrivant le mieux leurs résultats expérimentaux est celui d'une circulation interne sans résistance de la phase continue (modèle de KRONIG et BRINK). Au contraire, pour des gouttes d'eau se déplaçant dans un liquide organique la circulation interne existe encore mais la résistance de la phase continue n'est plus négligeable.

Enfin ROSE et KINTNER [M.32] ont proposé récemment un modèle s'appliquant aux gouttes oscillant vigoureusement. D'après ces auteurs, les oscillations sphère-ellipsoïde plat, amortissent la circulation interne et provoquent un mélangeage parfait au coeur de la goutte. L'épaisseur de la zone interfaciale où est supposée localisée la résistance au transfert se trouve réduite, ce qui conduit à de grandes vitesses de transfert. Les valeurs expérimentales des efficacités prises dans les travaux d'autres auteurs sont comparés aux valeurs prédites par ce modèle ; l'écart moyen est de 15 %.

Conclusion

Cette rapide revue bibliographique fait apparaître l'intérêt d'une étude expérimentale détaillée sur le transfert de chaleur entre une goutte en mouvement et une phase continue, cette étude devant avoir pour buts :

- soit la vérification des relations proposées,
- soit si ces dernières ne sont pas vérifiées, l'établissement de corrélations empiriques.

IV

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

On a groupé les propriétés physiques des treize systèmes de liquides étudiés dans le tableau M.I. Ceux-ci sont classés par ordre croissant du nombre sans dimension :

$$P = \frac{\rho_C^2 \sigma^3}{g \Delta \rho \mu_C^4}$$

qui, comme le pensent beaucoup d'auteurs [M.14, 23, 28] caractérise le système goutte-phase continue. Les liquides ont été choisis de manière à fournir des gouttes descendantes et ascendantes, des gouttes oscillantes et non oscillantes. Pour chaque propriété physique, on a cherché à décrire le plus grand intervalle de façon à avoir une grande variation de la vitesse de déplacement des gouttes. On notera que le nombre P a varié entre $1,0 \cdot 10^4$ et $1,5 \cdot 10^{11}$, le nombre de Prandtl entre 6,3 et 161, et le nombre de Reynolds entre 18 et 1650.

Le principe de la manipulation consiste à mesurer le transfert de chaleur qui a lieu entre une goutte en mouvement et une phase continue stationnaire, le volume de phase continue étant suffisamment grand pour que l'on puisse admettre que sa température T_C reste constante pendant la durée de l'expérience.

En ne considérant que le transfert de chaleur qui a lieu pendant le mouvement de la goutte, écartant ainsi celui qui s'effectue pendant la formation et la coalescence, le bilan calorifique conduit à l'expression (M.4). Cette expression montre que pour évaluer la conductance h relative au mouvement de la goutte, il faut connaître son aire spécifique, sa vitesse de déplacement et sa température en deux points de sa trajectoire.

Mesure du diamètre des gouttes

Si les petites gouttes peuvent être considérées comme sphériques, au contraire, les grosses sont quelque peu déformées. Leur forme se rapproche de celle d'un ellipsoïde de révolution autour du petit axe, celui-ci étant parallèle à la direction du déplacement. Cette déformation modifie l'aire spécifique de la goutte, qui passe de:

$$\frac{6}{d} \quad (\text{M.21}) \quad \text{pour les gouttes considérées comme sphériques à}$$

$$\frac{6}{d} \frac{S_{\text{ellipsoïde}}}{S_{\text{sphère}}} \quad (\text{M.22}) \quad \text{pour les grosses gouttes ellipsoïdales}$$

Dans l'annexe, on montre que pour les gouttes les plus déformées, $e = D_H/D_V$ atteint au maximum 1,5, ce qui donne un rapport des aires S.ellipsoïde/S.sphère égal à 1,031. L'erreur faite sur l'aire spécifique des gouttes ne dépasse donc pas 3 % et toute l'interprétation des résultats peut donc être faite légitimement en fonction du diamètre équivalent de la goutte.

Dans un ballon jaugé, on recueille un certain nombre de gouttes (variable entre 50 et 500 suivant la taille). Du volume d'une goutte on déduit son diamètre équivalent, c'est-à-dire le diamètre de la sphère de même volume.

Mesure de la vitesse des gouttes

La deuxième grandeur à mesurer est la vitesse de déplacement u_D . Celle-ci est obtenue en chronométrant à 0,05 seconde près, le temps mis par la goutte pour parcourir une hauteur de 50 cm.

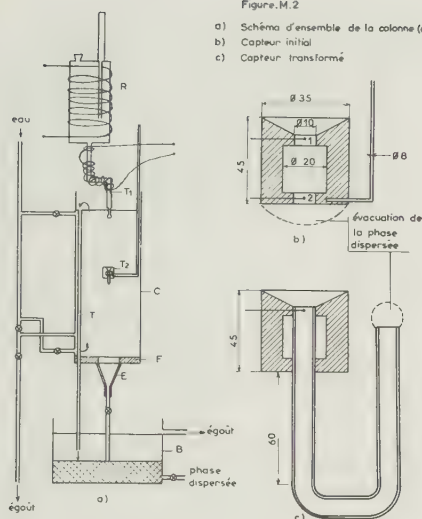
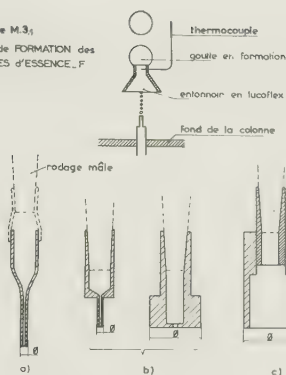
Pour certains systèmes de liquides, en particulier ceux qui donnent naissance à des gouttes oscillantes, une première mesure de la vitesse sur une hauteur de colonne de 30 cm et une seconde mesure sur une hauteur de 50 cm, ont montré un léger écart, ce qui indique que la vitesse terminale n'est pas atteinte dans les premiers centimètres de parcours.

Mesure de la température des gouttes

a) Pour les systèmes de liquides : 3, 7, 9, 12, 13 où les gouttes tombent, les expériences ont été réalisées dans une première colonne (a) dont le schéma général est donné par la figure M.2). En P.C.V. transparent, de hauteur effective 80 cm, et de section carrée de 10 cm de côté, elle permet de prendre des photographies de gouttes avec le minimum de distorsion. Sur son fond F, vient se visser un entonnoir E muni d'un robinet, qui permet l'évacuation de la phase dispersée dans un bac à décantation B. Dans un coin de la colonne, un tube-déversoir T pouvant coulisser et débouchant également dans le bac à décantation, permet de maintenir le niveau d'eau constant. Au sommet de la colonne est placé le réservoir R de la phase dispersée munie d'un ruban de chauffage extérieur et du système de régulation de température. Ce réservoir est terminé par un tube coudé présentant à son extrémité un rodage mâle sur lequel se fixent les différents ajutages. Un ruban chauffant enroulé autour de ce tube, permet d'une part de compenser les pertes de chaleur qui sont considérables, et d'autre part, d'amener les gouttes à environ la température que l'on désire. A cet effet, un thermocouple T_1 est placé juste avant le rodage mâle et la température de la phase dispersée est enregistrée à cet endroit. Grâce à un autotransformateur par l'intermédiaire duquel est alimenté le ruban chauffant, on peut régler la puissance dissipée, de manière à avoir une température constante, pour un débit fixe de la phase dispersée.

Figure M.2

- a) Schéma d'ensemble de la colonne (a)
 b) Capteur initial
 c) Capteur transformé

Figure M.3₁
PRINCIPE de FORMATION des
GOUTTES d'ESSENCE, FFigure M.3₂
SCHEMA des AJUTAGES.

- a en verre
 b en laiton
 c en lucalox
 en téflon

La formation des gouttes se fait à l'aide d'ajutages dont le schéma est donné par la figure M.3, quatre types d'ajutages permettant de couvrir pour chaque couple de liquides, un intervalle assez large de taille des gouttes. Seules les gouttes d'essence F, pour éviter que des bulles de vapeur (produites dès que l'on chauffe à 60°) ne viennent perturber leur formation, ont été obtenues par un système de petit entonnoir dont le principe est indiqué clairement par la figure M.3.

La capture des gouttes se fait à l'aide d'une canne coulissante au bout de laquelle vient se visser le capteur. Initialement, celui-ci a d'abord été conçu comme le représente la figure M.2b. Des essais, le thermocouple étant placé dans la position 1, n'ont pas été satisfaisants, car d'une part, des gouttes d'eau restaient emprisonnées dans la phase dispersée et empêchaient le contact thermocouple-phase dispersée de se faire et d'autre part, les gouttes tombant dans le capteur n'étaient pas régulièrement évacuées ; la phase dispersée s'étalait sur toute la partie inférieure du capteur et ne tombait que quand une énorme goutte se formait (voir figure M.2b). Des essais, le thermocouple étant placé dans la position 2, n'ont pas été meilleurs. Nous avons surmonté ces 2 difficultés en plaçant un petit tube de verre, en forme de U comme l'indique la figure M.2c. Avant d'introduire le capteur dans la colonne, on le remplit du liquide constituant la phase dispersée et on ajuste la position du tube en U par rapport au thermocouple, de façon que celui-ci reste toujours en contact avec la phase dispersée. De cette manière, l'interface phase dis-

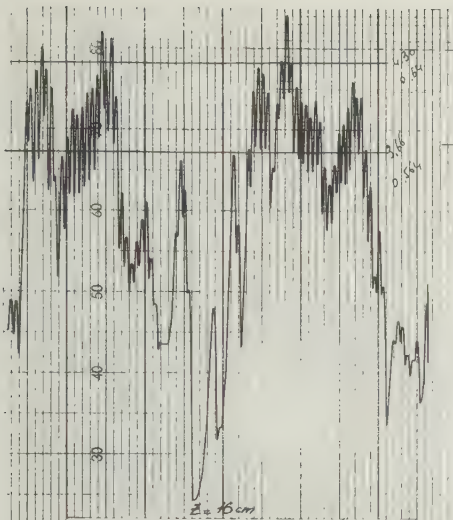


Figure. M.6
Mélange - Sol. acq. à 25% de
glycérine.

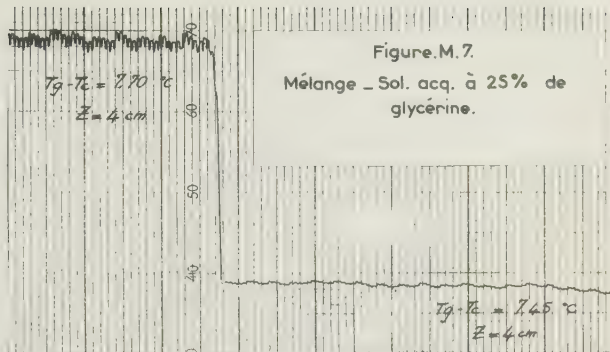


Figure. M.7
Mélange - Sol. acq. à 25% de
glycérine.

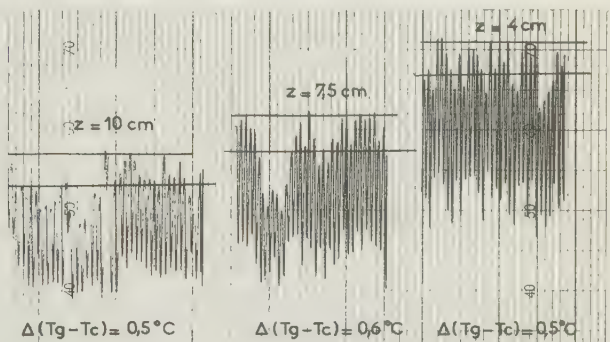


Figure. M.8.
Mélange - Eau $d_e = 0,894$ cm

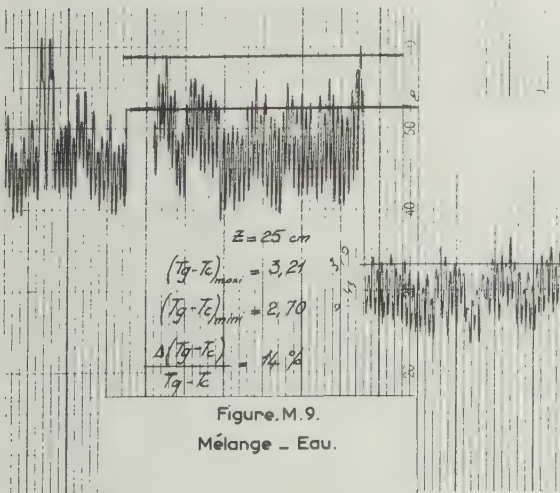


Figure. M.9.
Mélange - Eau.

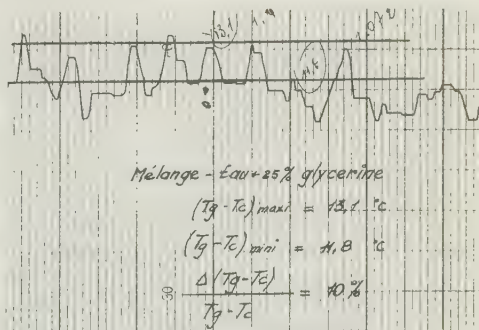


Figure. M.10.

persée-phase continue, reste également fixée par rapport au thermocouple et au voisinage de celui-ci, le liquide est constamment renouvelé. Le temps de contact des gouttes avec le thermocouple dépend de la position de l'interface, du diamètre intérieur du tube et de la taille des gouttes. Pour que l'évacuation des gouttes s'effectue, il faut prendre soin qu'aucune poche d'eau ne soit emprisonnée dans le tube en U, ce qui pourrait se produire avec un tube de diamètre plus petit que le diamètre équivalent des gouttes. Deux capteurs ont été utilisés dans cette partie de l'étude, l'un de diamètre intérieur 9,70 mm pour les grosses gouttes, l'autre de diamètre 5,80 mm pour les moyennes et petites gouttes.

Un thermocouple plongé dans la masse d'eau est relié aux bornes de l'enregistreur, de manière à indiquer l'opposée de la température de la phase continue, $-T_C$. A ces mêmes bornes est relié le thermocouple du capteur qui fournit $+T_g$; de cette sorte, nous enregistrons à une hauteur Z quelconque, directement la différence ($T_g - T_C$), troisième grandeur qui nous est nécessaire pour le calcul de la conductance h.

Afin de séparer nettement le transfert pendant la formation de la goutte, le transfert pendant son trajet avant qu'elle n'ait atteint sa vitesse terminale, et le transfert pendant le mouvement la vitesse terminale étant atteinte, des mesures de la différence ($T_g - T_C$) ont été effectuées sur des trajets de longueur différente.

b) Une deuxième colonne (b) en verre et de diamètre 10 cm, également pour gouttes tombantes, a été utilisée pour l'étude des systèmes de liquides. Le schéma général de la colonne est fourni par la figure M.4. Le dispositif de capture des gouttes est le même que pour la colonne (a) ; seul le mode d'évacuation de la phase dispersée a changé. Les thermocouples qui dans la colonne (a) étaient en cuivre-constantan de 1 mm de diamètre, ont été remplacés par des thermocouples en chromel-alumel de 0,25 mm de diamètre, beaucoup plus sensibles.

c) La colonne (a) légèrement transformée comme le montre la figure M.5 a permis d'étudier les systèmes de liquides 5, 8, 10, 11 où les gouttes sont ascendantes. Les thermocouples utilisés sont également des thermocouples chromel-alumel de 0,25 mm de diamètre.

Mais suivant :

- la fréquence des gouttes,
- leurs tailles,
- le diamètre intérieur du capteur utilisé,
- et la position du thermocouple dans le capteur par rapport à l'interface,

l'allure des courbes enregistrée et donnant ($T_g - T_C$), est différente.

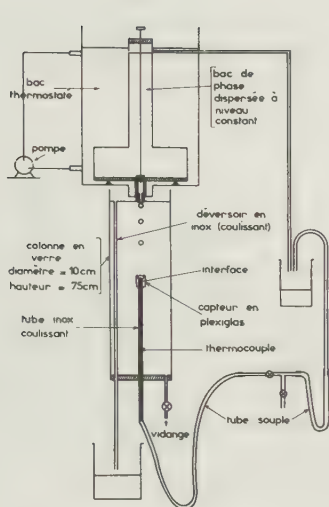


Figure M.4
SCHEMA D'ENSEMBLE de la COLONNE (b)
pour GOUTTES TOMBANTES

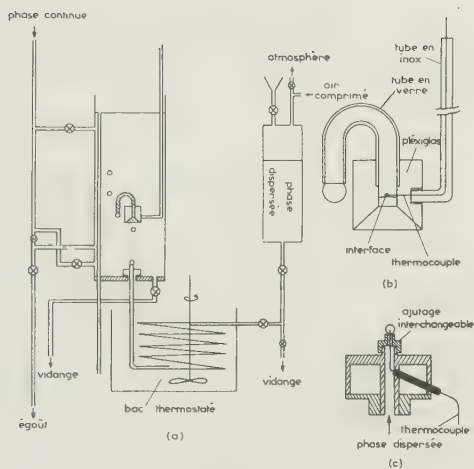


Figure M.5

- a) Schéma d'ensemble de la colonne pour gouttes ascendantes.
b) Capteur de gouttes.
c) Système de formation des gouttes.

1° - La sensibilité du dispositif de mesure de $(T_g - T_C)$ est bien mise en évidence sur la figure M.6 où est reproduit un enregistrement obtenu dans des conditions telles que le thermocouple se trouve légèrement au-dessus de l'interface (dans le capteur). Chaque goutte qui passe, produit en touchant le thermocouple un pic et l'on voit très nettement que lorsqu'une goutte ne tombe pas dans le capteur, la température indiquée par le thermocouple chute brusquement et approche celle de la phase continue.

2° - La sensibilité du dispositif de mesure de $(T_g - T_C)$ est encore mieux mise en évidence sur les deux figures M.7 et M.8. L'indication du thermocouple reproduit fidèlement la fréquence de passage des gouttes, la température de la goutte étant sans ambiguïté représentée par le maximum des pics. Dans ces deux cas, la position du thermocouple coïncidait pratiquement avec l'interface (dans le capteur). Dans le cas de la figure M.8 l'erreur maximum faite sur $(T_g - T_C)$ est très faible, de l'ordre de :

$$\Delta(T_g - T_C) = 0,56^\circ\text{C} \quad \frac{\Delta(T_g - T_C)}{T_g - T_C} = 5 \text{ à } 8 \%$$

3° - Néanmoins, dans un grand nombre d'expériences, la détermination de $(T_g - T_C)$ n'est pas aussi précise. Un exemple en est donné sur la

figure M. 9. On a, dans ce cas, relevé un $(T_g - T_C)_{\text{maxi}}$ fourni par plusieurs pics et un $(T_g - T_C)_{\text{mini}}$ fourni par plusieurs autres pics, ce qui donne un intervalle d'erreur possible pour $(T_g - T_C)$, à chaque position z du capteur.

Dans le cas de la figure M.9 :

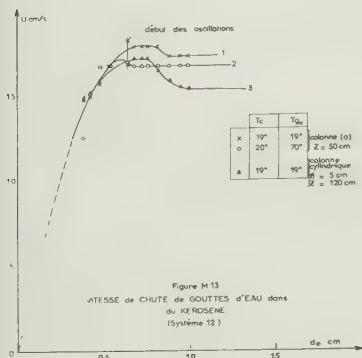
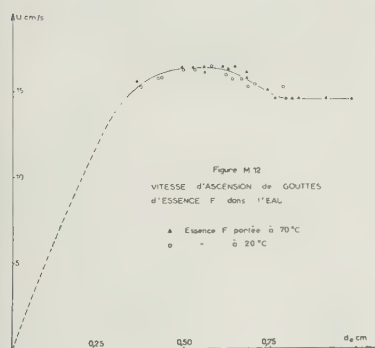
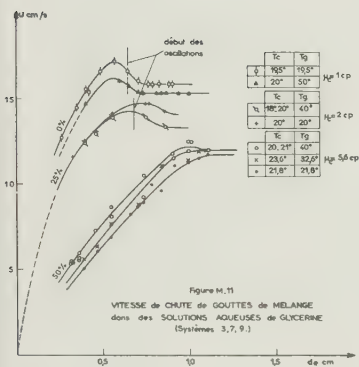
$$\Delta(T_g - T_C) = 0,51^\circ\text{C} \qquad \frac{\Delta(T_g - T_C)}{T_g - T_C} = 14 \%$$

4° - Dans les cas les plus défavorables, dont un exemple d'enregistrement est reproduit sur la figure M.10, du fait du mouvement en zigzag de certaines gouttes (cas des grosses gouttes) leur fréquence d'arrivée dans le capteur n'est pas toujours constante, (certaines gouttes passant à côté du capteur) et la réaction du thermocouple n'est pas régulière. De plus, le temps de formation des gouttes n'est pas lui non plus rigoureusement constant, ce qui fait que les pics enregistrés, n'ont pas tous la même amplitude (plus le temps de formation de la goutte est long, plus la température de la goutte au début de son mouvement est faible). Le dépouillement devient alors plus délicat.

Dans le cas de la figure M. 10 :

$$\Delta(T_g - T_C) = 1,3^\circ\text{C} \qquad \frac{\Delta(T_g - T_C)}{T_g - T_C} = 10 \%$$

RESULTATS EXPERIMENTAUX RELATIFS A L'HYDRODYNAMIQUE



Le comportement hydrodynamique des gouttes ne peut être dissocié de l'étude du transfert de chaleur. Les résultats de cette étude hydrodynamique sont exposés ci-dessous pour l'ensemble des systèmes de liquides.

La figure M.11 reproduit les courbes de variation de la vitesse de chute de gouttes de mélange (50% Gilotherm + 50% Dowtherm) dans des solutions aqueuses de glycérine à différentes concentrations, 0%, 25% et 50% (systèmes 3, 7, 9), en fonction de leur diamètre équivalent. Ces courbes mettent nettement en évidence l'influence de la viscosité de la phase continue (la vitesse décroît lorsque la viscosité augmente), ainsi que l'influence de la température de la phase dispersée (la vitesse diminue lorsque la température de la phase dispersée augmente).

La figure M.12 présente la courbe de variation de la vitesse d'ascension de gouttes d'essence F dans l'eau, en fonction de leur diamètre équivalent. Des mesures ont été faites, la température initiale de l'essence étant 20°C, puis 70°C, mais aucune différence n'a été constatée.

Les courbes de variation de la vitesse de chute de gouttes d'eau dans du kérosène sont présentées sur la figure M.13. En comparant les courbes 1 et 3 obtenues à température ambiante, mais dans deux colonnes de dimensions différentes, on voit que l'effet de paroi est assez marqué au-delà d'une certaine taille (environ 11%). La comparaison des courbes 1 et 2 obtenues dans la même colonne, mais dans des conditions de température différente, montre l'effet de la température des gouttes sur leur vitesse.

Sur la figure M.14, sont reproduites les courbes de variation de la vitesse de déplacement d'une goutte de Dowtherm dans l'eau (système 13) en fonction de son diamètre équivalent. Les courbes 1 à 4 et 5 donnent les variations de la vitesse pour différentes températures (la température étant identique pour les deux phases), obtenues dans une colonne de 4 cm de diamètre. La courbe 6 représente les variations de la vitesse de la goutte, obtenues dans une colonne de 5 cm de diamètre, la température de l'eau étant de 20°C, et la température initiale de la goutte à la sortie de l'ajutage étant de 50°C. Cette courbe 6 est très voisine de celle obtenue pour une température commune de la goutte et de l'eau de 20°C (courbe 1 reproduite en tirets). On peut en conclure que la vitesse de déplacement de la goutte dépend essentiellement de la température de la phase continue. Les plus grosses gouttes obtenues ayant un diamètre équivalent de 1,80 cm, on a été amené à penser qu'un effet de paroi devait exister. Des expériences ont été effectuées dans la colonne carrée (a) de 10 cm de côté ; la courbe 7 reproduit les variations obtenues dans cette colonne. L'examen des courbes 6 et 7 montre clairement que l'effet de paroi n'est pas négligeable pour les grosses gouttes, il atteint 11 % dans ce cas.

Sur la figure M.15 sont représentées les courbes de variation de vitesse de déplacement de gouttes (initialement à 70°C) de kérosène, d'une part dans de l'eau (système 11) et d'autre part dans de l'eau contenant du teepol à une concentration de 1g/litre (système 5). L'influence de cet agent tensio-actif qui abaisse considérablement la

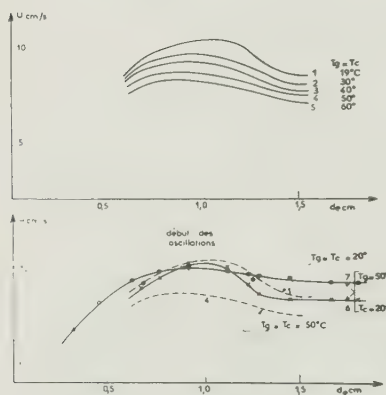


Figure M.14
VITESSE DE CHUTE de GOUTTES de DOWTHERM dans L'EAU
x colonne $\phi = 5$ cm
o colonne carrée 10×10 cm

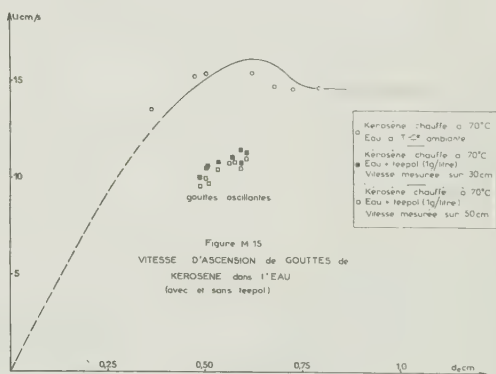


Figure M.15
VITESSE D'ASCENSION de GOUTTES de
KEROSENE dans L'EAU
(avec et sans teepol)

tension superficielle, est très nette : la vitesse diminue de près de 33%. Contrairement à ce qu'on pouvait s'attendre, les gouttes dans ce dernier cas, ne présentent pas un comportement de sphères rigides. Bien au contraire, elles sont soumises à de vigoureuses oscillations au point qu'au-delà d'un diamètre d'environ 0,60 cm, ces oscillations provoquent leur rupture. Ceci peut s'expliquer par le fait que la concentration en teopol de 1g/litre est très grande. Comme le signalent en effet BAKKER et coll [M.2], aux grandes concentrations, la tendance d'un détergent à rendre l'interface rigide, est réduite et disparaît même totalement aux grandes concentrations.

Enfin sur les figures M.16 et M.17 sont présentés les résultats obtenus dans la colonne (b). Pour les systèmes 1 et 4, CCl_4 -glycol et glycol-kérosène, les courbes de vitesse sont nettement croissantes et semblent atteindre le régime d'Eotvos où la vitesse devient constante, sans passer par un maximum (figure M.16). La figure M.17 présente les courbes de vitesse pour des gouttes de tétrachloréthylène tombant dans des solutions aqueuses de glycérine de deux différentes concentrations, 25% et 62% (systèmes 6 et 2). Pour une taille de goutte donnée, la vitesse décroît lorsque la concentration croît. Pour 62% de glycérine, la vitesse croît fortement et atteint le régime d'Eotvos sans passer par un maximum.

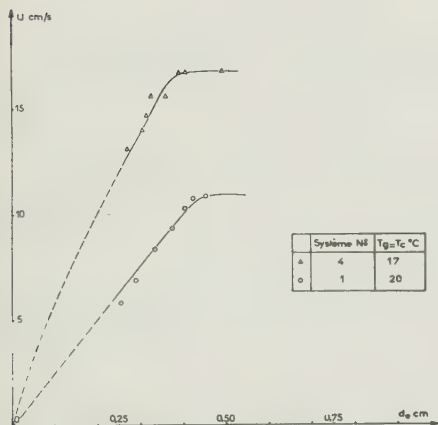


Figure M.16
VITESSE de CHUTE de GOUTTES pour les SYSTEMES
GLYCOL - KEROSENE et CCl_4 - GLYCOL

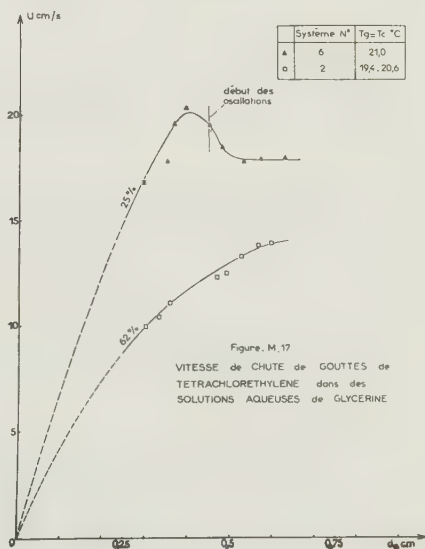


Figure M.17
VITESSE de CHUTE de GOUTTES de
TETRACHLORÉTHYLENE dans des
SOLUTIONS AQUEUSES de GLYCERINE

La mesure du volume des gouttes permet également le calcul de la tension interfaciale du système par la formule classique :

$$V(\rho_D - \rho_C) g = 2\pi r f \sigma \quad (M.23)$$

où f est un coefficient introduit par HARKINS [M.17] pour tenir compte du fait que, lorsqu'une goutte se détache, tout le volume suspendu à l'ajutage ne se détache pas. Ce coefficient est fonction du rapport r/m , r étant le rayon de l'ajutage et m la constante capillaire définie par :

$$m^2 = \frac{2\sigma}{(\rho_D - \rho_C)g} \quad (M.24)$$

Nous avons calculé pour chaque système de liquides les diverses valeurs de σ données par différents ajutages. Le tableau M.I donne pour chacun des systèmes la valeur moyenne obtenue.

Connaissant la valeur de σ on peut alors calculer le nombre sans dimension P (voir tableau M.I). D'après VIGNES [M.39, M.40] dans le domaine où $10^7 < P < 10^{11}$, 3 régimes peuvent exister :

a) régime laminaire, où le nombre de Froude est fonction du nombre de Reynolds :

$$Fr = \frac{\rho_C u^2}{g \Delta \rho d} = f_1 \left(Re = \frac{U d \rho_C}{\mu_C} \right)$$

b) régime intermédiaire, où la déformation est appréciable, et le nombre de Froude est fonction des nombres de Reynolds et Eotvos :

$$Fr = f_2 \left(Re = \frac{U d \rho_C}{\mu_C}, E_o = \frac{g \Delta \rho d^2}{\sigma} \right)$$

c) régime d'Eotvos, où la déformation est grande et le nombre de Froude est fonction uniquement du nombre d'Eotvos :

$$Fr = f_3 \left(E_o = \frac{g \Delta \rho d^2}{\sigma} \right)$$

En régime intermédiaire, la valeur du diamètre équivalent de la goutte, correspondant au maximum de la courbe $U = f(d_e)$, est donnée par

$$d_M = \sqrt{2} \left(\frac{\sigma}{g \cdot \Delta \rho} \right)^{1/2} \quad (M.25)$$

et la vitesse maximum par :

$$U_M = 0,225 \left(\frac{g \Delta \rho}{\rho_C} \right)^{2/3} \left(\frac{\rho_C}{\mu_C} \right)^{1/3} \left(\frac{\sigma}{g \Delta \rho} \right)^{1/2} \quad (M.26)$$

En régime d'Eotvos, le diamètre limite au-delà duquel les gouttes se déplacent à vitesse constante peut être représenté par l'expression :

$$d_L = \sqrt[3]{\left(\frac{\sigma}{g\Delta\rho}\right)^{1/2}} \quad (M.27)$$

et la vitesse par :

$$U_L = 1,53 \left[\frac{g\Delta\rho\sigma}{\rho_C^2} \right]^{1/4} \quad (M.28)$$

Cette expression a été proposée par HARMATHY [M.18]

Le tableau M.II groupe les valeurs calculées et expérimentales de U_M , U_L , d_M , d_L pour les différents systèmes de liquides étudiés.

Il ressort de ce tableau et du tableau M.I donnant les valeurs de P pour les différents systèmes que :

1° - Pour les systèmes 1 et 2 où $P < 10^7$, c'est-à-dire CCl_4 -glycol et C_2Cl_4 -solution aqueuse de glycérine à 62 % comme il était prévu, aucun accord n'existe entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées. Les courbes de vitesse ne présentent pas de maximum.

2° - Pour les systèmes 3,4 où P est voisin de 10^8 , c'est-à-dire mélange-solution aqueuse de glycérine à 50 % et glycol-kérosène, et pour lesquels donc on est à la limite inférieure du domaine d'application des relations (M.25) à (M.28), l'accord est encore mauvais.

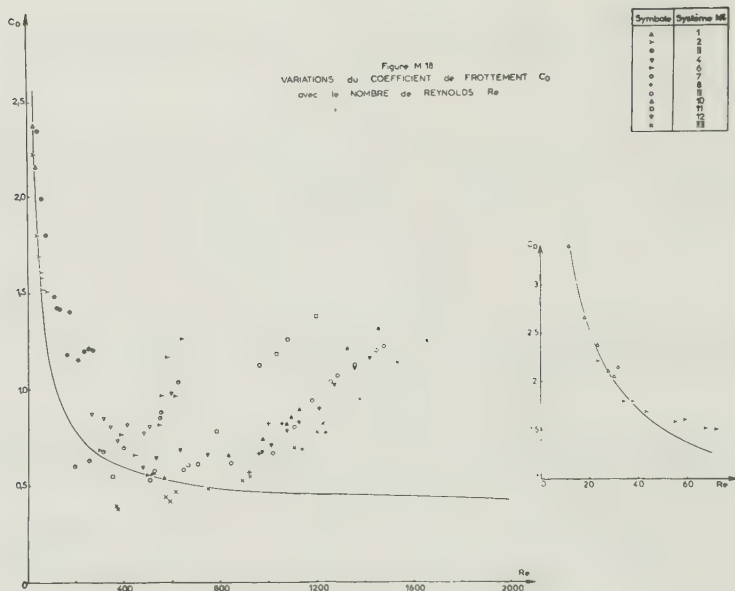
3° - Pour le système 13, dowtherm-eau, où P est voisin de la borne supérieure du domaine d'application des relations (M.25) à (M.28) si l'accord est excellent pour les diamètres d_M et d_L , il est moins satisfaisant pour les vitesses u_M et u_L .

4° - Pour tous les autres systèmes 6,7,9,10,11,12 et notamment ceux dont les courbes de vitesse offrent un maximum bien net, l'accord est très satisfaisant aussi bien pour les diamètres que pour les vitesses.

Sur la figure M.18, on a porté en abscisse le nombre de Reynolds Re et en ordonnée le coefficient de frottement C_D , calculé par la relation :

$$C_D = \frac{4}{3} g \frac{\Delta\rho}{\rho_C} \frac{d}{u^2} \quad (M.29)$$

Pour les systèmes 1 et 2 le coefficient de frottement est très voisin de celui des sphères solides : il décroît lorsque Re croît. Pour des valeurs de $Re > 50$, C_D devient supérieur à celui des sphères solides pour le système 2, mais on peut remarquer que les gouttes ne sont plus sphériques et leur déformation atteint $e = 1,5$. Aucune oscillation n'a été remarquée dans le comportement des gouttes pour ces deux systèmes.



Pour les systèmes 3 et 4, le coefficient de frottement C_D tout en étant supérieur à celui des sphères solides, décroît lorsque Re croît. On note également que les gouttes ne subissent pas d'oscillations.

Pour tous les autres systèmes de liquides, d'une manière générale, lorsque Re croît, C_D croît d'abord faiblement, puis ensuite fortement dès qu'il atteint la valeur correspondant aux sphères solides. A partir d'une certaine taille, les gouttes oscillent. D'après certains auteurs [M.43], les oscillations se produisent dans un domaine de valeurs du nombre de Reynolds où C_D est supérieur à celui des sphères solides, alors que les gouttes non oscillantes correspondraient au domaine de Re où C_D est inférieur, la transition entre les deux types de gouttes se produisant lorsque C_D atteint la valeur correspondant aux sphères solides. Ces auteurs [M.43] en accord avec ELZINGA et BANCHERO [M.7] et SCHROEDER et KINTNER [M.35] notent également que les gouttes oscillantes ont un diamètre supérieur au diamètre correspondant au maximum des courbes de vitesse. Nos observations sont en accord avec cette constatation comme le montrent les courbes de vitesse des figures M.11 à M.17, où nous avons distingué les deux types de gouttes.

WINNIKOW et CHAO [M.43] proposent une valeur voisine de 4 pour le nombre de Weber, valeur critique qui marquerait la séparation entre les gouttes oscillantes et les gouttes non oscillantes. Le tableau M.III qui donne les valeurs de ce nombre pour nos systèmes de liquides étudiés, montre qu'une valeur moyenne de 4 est correcte.

Tableau M. II

Valeurs expérimentales et calculées de U_M , U_L , d_M , d_L , pour les différents systèmes de liquides

N°	Système Phase dispersée Phase continue	U_M cm/s		d_M cm		U_L cm/s		d_L cm	
		calc.	exp.	calc.	exp.	calc.	exp.	calc.	exp.
1	CCl ₄ - Glycol	4,14		0,252		11,25	10,9	0,309	0,42
2	C ₂ Cl ₄ - Sol. aqueuse de glycérine à 62 %	6,7		0,372		15,6		0,456	
3	Mélange sol. aqueuse de glycérine à 50 %	8,85		0,900		13,40	11,80	1,100	1,100
4	Glycol - Kérosène	8,96		0,238		12,8	16,7	0,292	0,38
5	Kérosène - Eau + Teepol								
6	C ₂ Cl ₄ - sol. aqueuse de glycérine à 25 %	14,3	20,0	0,352	0,38	17,4	18,0	0,432	0,50
7	Mélange sol. aqueuse de glycérine à 25 %	11,85	14,80	0,634	0,70	13,95	14,0	0,776	0,890
8	Benzène - Eau								
9	Mélange - eau	17,40	17,35	0,576	0,58	15,55	15,90	0,705	0,730
10	Essence F - eau	18,50	16,50	0,539	0,55	17,70	15,30	0,66	0,68
11	Kérosène - Eau	16,14	16,0	0,624	0,60	14,63	14,60	0,765	0,75
12	Eau - kérosène	15,20	17,90	0,680	0,72	16,15	17,20	0,833	0,870
13	Dowtherm - Eau	11,33	10,40	1,09	1,07	10,85	8,5	1,33	1,35

Tableau M.III

Valeurs critiques du nombre de Weber

We_{cr}
non oscillantes $We < 4,1$
non oscillantes $We < 4,27$
non oscillantes $We < 3,49$
non oscillantes $We < 1,2$
toutes oscillantes $We > 5,07$
5,30
3,80
toutes oscillantes $We > 3,90$
4,30
3,92
non oscillantes $We < 3,70$
3,53
3,20

On a signalé que l'on peut distinguer dans la vie d'une goutte trois phases distinctes de transfert :

- Transfert pendant la formation
- Transfert pendant le court trajet de la goutte avant que celle-ci n'atteigne sa vitesse terminale u_L .
- Transfert pendant le mouvement uniforme où $u = u_L$

On a reporté sur les figures M.19 à M.26 quelques courbes de variation de $\log(T_g - T_c)$ en fonction de la cote z , pour certains systèmes de liquides.

Sur la figure M.25 sont tracées les courbes obtenues pour des gouttes de kérosène de diamètre 0,515 cm en mouvement dans l'eau, chaque courbe correspondant à un temps de formation différent. On constate que, plus le temps de formation est grand, plus la température de la goutte T_{g0} , au moment où elle se détache, est faible. En outre, la pente de ces courbes décroît très rapidement au début du mouvement (la conductance de transfert est donc très élevée au cours de la période transitoire du mouvement de la goutte) ; elle est ensuite constante et indépendante du temps de formation (pendant le mouvement uniforme de la goutte, la conductance de transfert est donc bien une constante).

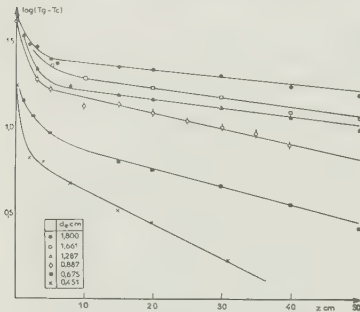


Figure M 19
COURBES DONNANT les VARIATIONS de $\log(T_g - T_c)$ en FONCTION
de la HAUTEUR D'EAU et de la TAILLE des GOUTTES pour le
SYSTEME DOWTHERM-EAU.

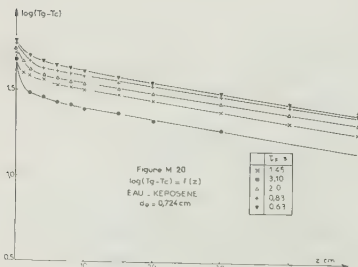


Figure M 20
 $\log(T_g - T_c) = f(z)$
EAU - KEROSENE
 $d_g = 0.724$ cm

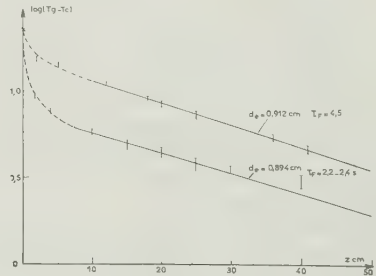


Figure M 21
 $\log(T_g - T_c) = f(z)$
Mélange - Eau

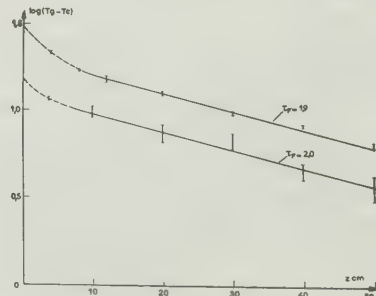


Figure M 22
Mélange - Eau + 25% Glycérine $d_g = 0.755$ cm

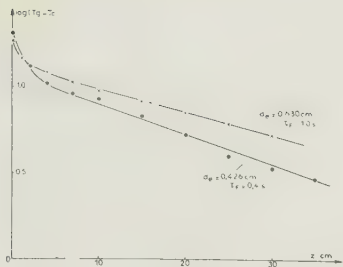


Figure M 23
TETRACHLORETHYLENE - SOLUTIONS
AQUEUSES de GLYCERINE à
■ 25%
■ 62%

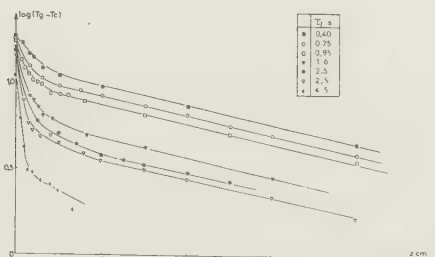


Figure M 25
 $\log(Tg - Tc) = f(z)$
KEROSENE - Eau: $d_g = 0.515$ cm

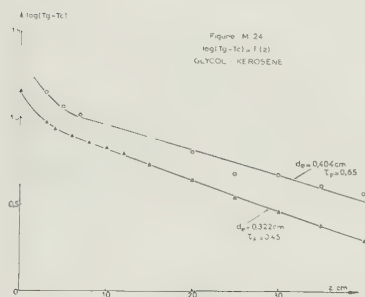


Figure M 24
 $\log(Tg - Tc) = f(z)$
GLYCOL - KEROSENE

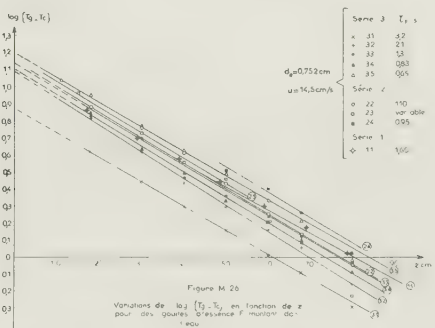


Figure M 26
Variations de $\log(Tg - Tc)$ en fonction de z
pour des gouttes d'essence F montant dans
l'eau

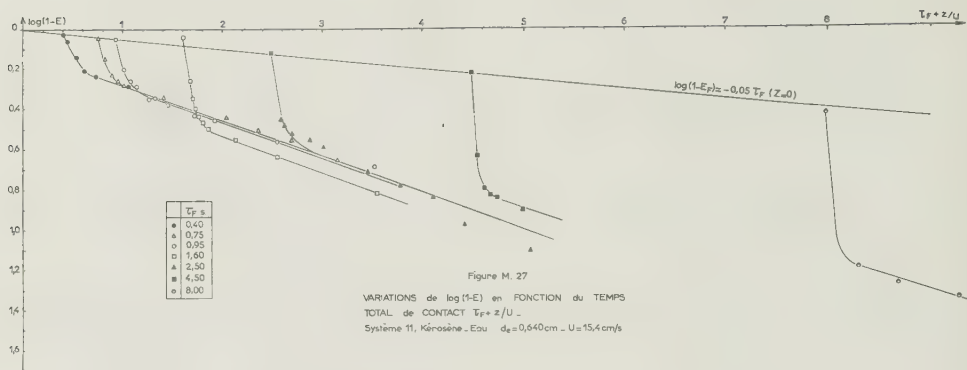
Sur la figure M.26 sont reproduites les courbes de variation de $\log(Tg - Tc)$ en fonction de z pour des gouttes d'essence F montant dans l'eau. Chaque courbe correspond à un temps de formation différent. On constate qu'après un trajet de 10 cm toutes les courbes sont des droites parallèles.

La méthode expérimentale utilisée permet donc de séparer nettement les trois phases du transfert. Il ne peut être question d'analyser le processus pendant la période transitoire du mouvement de la goutte, par contre, les résultats relatifs au transfert pendant la formation et pendant le mouvement uniforme de la goutte, vont l'être.

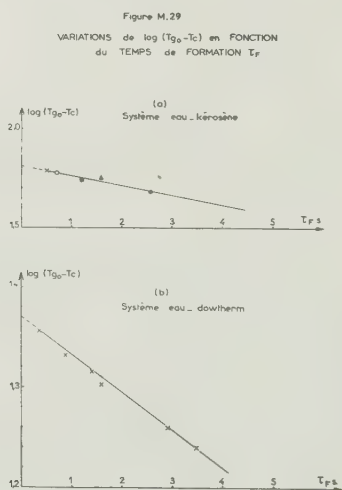
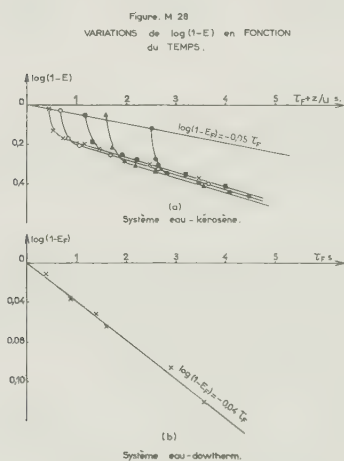
Transfert pendant la formation de la goutte

Les résultats expérimentaux présentés sur la figure M.25 et relatifs au système kérosène-eau ont été reportés sur la figure M.27. On a porté en ordonnées $\log(1-E)$ où E est l'efficacité définie par la relation (M.5) et en abscisses $\tau_F + z/u$. Ce mode de représentation permet de mettre en évidence l'influence du temps de formation et du temps de chute sur l'efficacité du transfert. On constate qu'à pendant la formation de la goutte, pour une taille de goutte donnée, $\log(1-E_F)$ varie linéairement avec le temps de formation :

$$\log(1-E_F) = -0,05 \tau_F \quad (M.30)$$



Les résultats relatifs à des gouttes d'eau tombant dans du kérosène sont reproduits sur la figure M.28a. On constate que pour ce système également, l'efficacité pendant la formation varie suivant la relation (M.30).



De même, le transfert pendant la formation de gouttes d'eau dans du Dowtherm conduit à une expression du même type que la relation (M.30) (voir figure M.28b) :

$$\log(1-E_F) = -0,0396 T_F \quad (\text{M.31})$$

Remarque :

Comme l'indique la relation (M.7), le calcul de l'efficacité du transfert pendant la formation de la goutte nécessite la connaissance de la température T_{g0} des gouttes au moment où elles se détachent de l'ajutage et de la température T_{g0}^* dans l'ajutage avant qu'elles ne commencent à se former. Cette dernière est difficile à atteindre expérimentalement mais peut être déterminée d'une manière indirecte. En effet, pour un ajutage donné et pour différents temps de formation, on peut enregistrer $(T_{g0} - T_C)$. La courbe de variation de $\log(T_{g0} - T_C)$ en fonction du temps de formation τ_F (voir figure M.29), extrapolée à $\tau_F = 0$ fournit $\log(T_{g0}^* - T_C)$ qui, par la suite, permet de calculer $\log(1 - Ef)$ ainsi que $\log(1 - E)$.

Transfert pendant le mouvement uniforme de la goutte

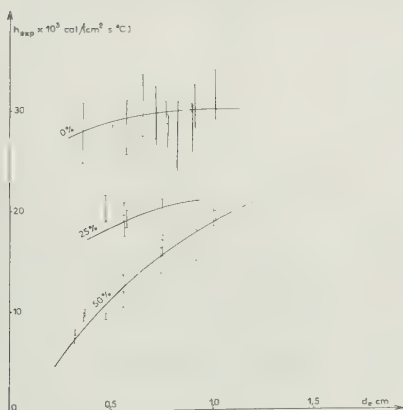
On a montré que pendant le mouvement uniforme de la goutte, sa vitesse étant constante, les courbes $\log(T_g - T_C)$ en fonction du trajet z parcouru, sont des droites dont la pente est indépendante du temps de formation. La connaissance de cette pente p , de la vitesse u et du diamètre d_e des gouttes, permet le calcul de la conductance totale de transfert pendant le mouvement uniforme de la goutte par la relation :

$$h = p \cdot \frac{2,3(U\rho C_p)_D \cdot d_e}{6} \quad (M.32)$$

Les résultats relatifs aux 13 systèmes de liquides étudiés sont présentés ci-dessous.

Systèmes 3,7,9 Mélange (50% Gilotherm + 50% Dowtherm) - Solutions aqueuses de glycérine

Figure M.30
VARIATIONS de la CONDUCTANCE h
en FONCTION du DIAMÈTRE ÉQUIVALENT
des GOUTTES pour les SYSTÈMES 3,7,9
Mélange (50% Gilotherm + 50% Dowtherm) - Solutions
aqueuses de glycérine



Les valeurs expérimentales de la conductance h , obtenues sur des gouttes de mélange tombant dans des solutions aqueuses de glycérine à différentes concentrations (0%, 25%, 50%) sont reportées sur la figure M.30 en fonction du diamètre équivalent des gouttes. On remarque que, pour une taille de goutte donnée, la conductance décroît quand la concentration de glycérine croît. De plus, en se reportant à la figure M.11 donnant les variations de la vitesse de déplacement en fonction du diamètre équivalent des gouttes pour ces mêmes systèmes de liquides, on constate que les allures des courbes $u = f(d_e)$ et $h = f(d_e)$ sont similaires. Alors que la conductance h et la vitesse de déplacement u sont constantes lorsque

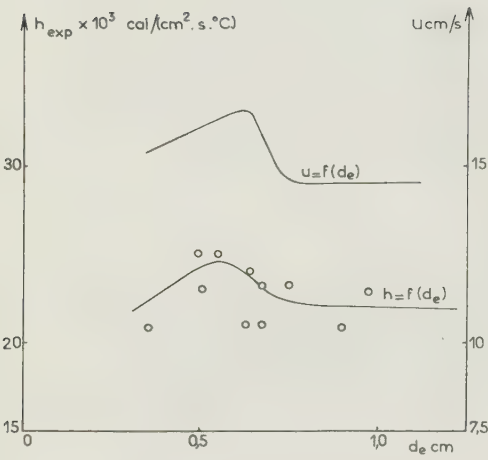


Figure M.31
VARIATIONS de $u=f(d_e)$ et $h=f(d_e)$
pour le SYSTEME 10. (Essence F-Eau).

Système 13, Dowtherm-Eau

La figure M.33 présente les variations des courbes $u = f(d_e)$ et $h = f(d_e)$. On constate que la conductance de transfert est pratiquement indépendante de la taille des gouttes, de même que la vitesse de déplacement

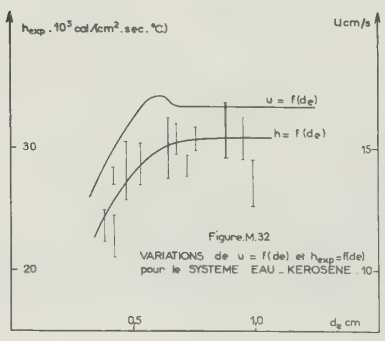


Figure M.32
VARIATIONS de $u = f(d_e)$ et $h_{exp} = f(d_e)$
pour le SYSTEME EAU - KEROSÈNE

la concentration en glycérine de la phase aqueuse (continue) est nulle, elles sont au contraire toutes deux faiblement croissantes pour une concentration de 25 % et fortement croissantes pour une concentration de 50 %

Système 10, Essence F-eau

Sur la figure M.31 sont reportées les valeurs de la conductance de transfert h en fonction du diamètre équivalent de la goutte et la courbe de variation de la vitesse de déplacement des gouttes en fonction de leur diamètre équivalent. On constate que, dans ce domaine de tailles de goutte, l'allure des deux courbes est semblable.

Système 12, Eau-Kérosène

Les courbes $u = f(d_e)$ et $h = f(d_e)$ obtenues pour ce système sont présentées sur la figure M.32. La conductance de transfert croît légèrement avec la taille des gouttes pour devenir constante au-delà d'un certain diamètre, suivant ainsi les variations de la vitesse.

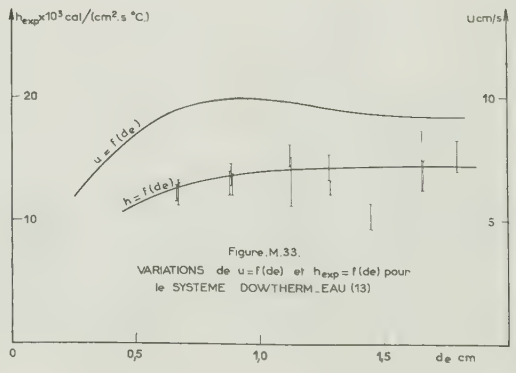


Figure M.33.
VARIATIONS de $u = f(d_e)$ et $h_{exp} = f(d_e)$ pour
le SYSTEME DOWTHERM - EAU (13)

Systèmes 5,11, Kérosène-Eau (avec et sans teepol)

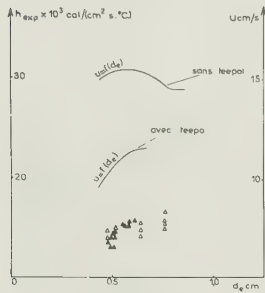


Figure M.34
VARIATIONS de $u(d_e)$ et de $h(d_e)$
pour les SYSTEMES 5 et 11
▲ kérosène-eau
○ kérosène-eau + 1g/l de teepol

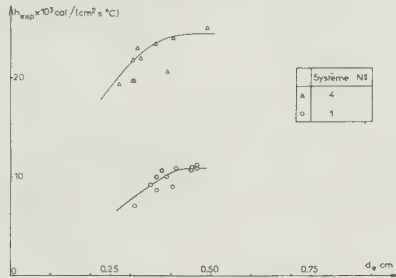


Figure M.35
VARIATIONS de la CONDUCTANCE h en FONCTION
du DIAMETRE EQUIVALENT d_e des GOUTTES
pour les SYSTEMES GLYCOL-KÉROSÈNE et CCl_4 -GLYCOL.

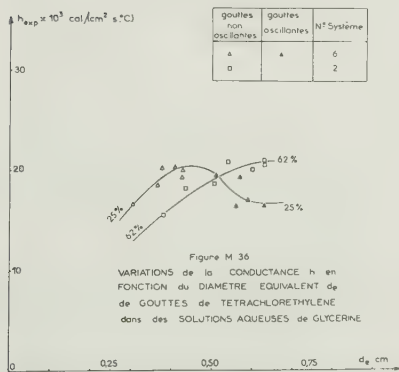


Figure M.36
VARIATIONS de la CONDUCTANCE h en
FONCTION du DIAMETRE EQUIVALENT d_e
de GOUTTES de TETRACHLORETHYLENE
dans des SOLUTIONS AQUEUSES de GLYCERINE

Sur la figure M.34 sont reproduites pour des gouttes de kérosène, les variations de u et de h en fonction de leur diamètre équivalent, lorsque la phase continue est constituée par de l'eau avec et sans teepol (1g/litre). Comme nous l'avons déjà signalé les gouttes oscillent considérablement en présence de teepol, du moins à la concentration de 1g/litre; leur vitesse de déplacement se trouve réduite mais la conductance h conserve pratiquement sa valeur.

Systèmes 1,4, Glycol-Kérosène et CCl_4 -glycol

La comparaison de la figure M.16 donnant des courbes de variation de la vitesse pour ces deux systèmes de liquides et de la figure M.35 donnant les courbes de variation de leur conductance de transfert, montre nettement que les deux grandeurs, conductance h et vitesse u , varient exactement dans le même sens et de la même manière.

Systèmes 2,6, C_2Cl_4 - Solutions aqueuses de glycérine

La même constatation que précédemment se déduit de la comparaison des figures M.17 et M.36. On peut remarquer de plus que, contrairement au système mélange-solutions aqueuses de glycérine, la conductance h ne décroît pas lorsque la concentration en glycérine croît. Au contraire, au-delà d'un diamètre de 0,50 cm, h croît lorsque la concentration croît.

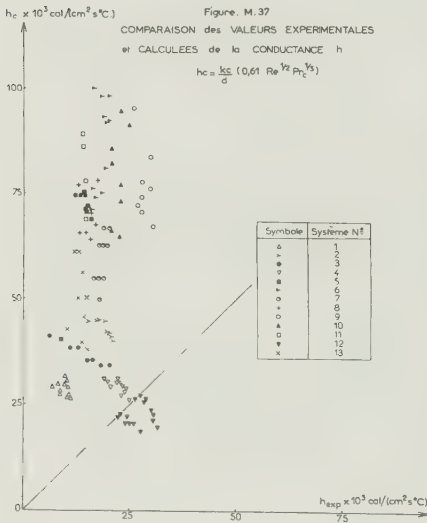
VII

DISCUSSION ET INTERPRÉTATION DES RESULTATS

Comme nous l'avons signalé dans la revue bibliographique, la conductance de transfert totale h_T s'exprime en fonction des conductances de transfert de la phase continue et de la phase dispersée par la relation (M.13). Cette relation montre que la conductance globale h_T est toujours inférieure à la plus faible des deux conductances. Cette remarque va nous permettre d'analyser la validité des corrélations proposées pour ces deux conductances.

Analyse des corrélations proposées pour la phase continue.

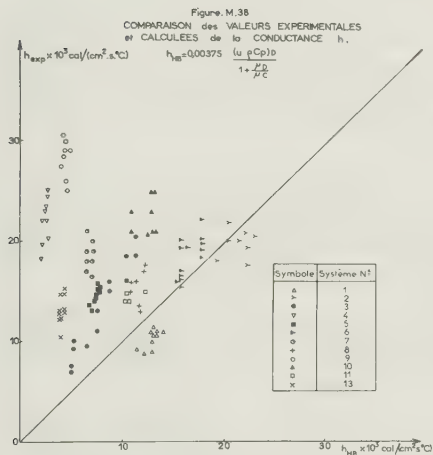
Deux corrélations théoriques ont été proposées pour la conductance de la phase continue (M.14) pour les gouttes rigides et (M.14') pour les gouttes animées d'une circulation interne.



Nous avons sur la figure M.37 comparé les valeurs expérimentales de h pour tous les systèmes étudiés, aux valeurs calculées par la relation (M.14). Cette dernière étant celle qui fournit la plus faible valeur, la résistance de la phase continue n'est pas ainsi sous-estimée. Comme le montre la figure M.37, pour les systèmes 1, 2, 3, 5 à 11, 13, les valeurs calculées sont nettement supérieures aux valeurs expérimentales. Pour ces systèmes, la résistance de la phase continue est donc négligeable devant la résistance totale qui est principalement localisée dans la phase dispersée. Pour les systèmes 4 et 12, glycol-kérosène et eau-kérosène, les valeurs calculées de h sont du même ordre de grandeur que les valeurs expérimentales. La résistance totale est donc principalement localisée dans la phase continue. L'exa-

men du tableau M.I où sont rassemblées les propriétés physiques des systèmes, montre que ces deux systèmes 4 et 12 sont tels que la conductivité thermique de la phase continue est inférieure à celle de la phase dispersée.

Analyse de la corrélation de HANDLOS et BARON [M.16] pour la conductance de la phase dispersée



Sur la figure M.38, nous avons reporté systématiquement pour tous les systèmes étudiés, les valeurs expérimentales de la conductance h en fonction de celles calculées par la corrélation de HANDLOS et BARON [M.16]

$$h_D = 0,00375 \frac{(U_D C_P)_D}{1 + \mu_D / \mu_C} \quad (M.19)$$

De cette figure, il ressort que :

1° - Pour les systèmes 3, 5 à 11 et 13, les valeurs expérimentales de la conductance sont nettement supérieures à celles calculées. Comme la conductance totale h_T est toujours plus faible que la plus faible des deux conductances (h_C et h_D), la corrélation de HANDLOS et BARON ne peut donc rendre compte des résultats expérimentaux obtenus sur ces systèmes.

2° - Pour les systèmes 1 et 2, CCl_4 -glycol et C_2Cl_4 - solution aqueuse de glycérine à 62 %, l'accord entre les valeurs expérimentales et les valeurs prédites par la relation (M.19) semblerait satisfaisant. Mais on remar-

quera que la viscosité de la phase continue étant très élevée (15 et 12 cp) par rapport à celle de la phase dispersée (0,80 cp) la formule de HANDLOS et BARON se réduit à :

$$h_D = 0,00375 (U_D C_P)_D \quad (M.33)$$

D'autre part, les mesures faites sur ces gouttes correspondent à des nombres de Reynolds compris entre 20 et 80 alors que selon HANDLOS et BARON leur relation (M.19) serait applicable pour des valeurs voisines de 1000.

3° - Pour les systèmes 4 et 12, examinés dans le paragraphe précédent, la résistance semble être principalement localisée dans la phase continue.

On peut donc conclure de l'ensemble de ces résultats que la formule de HANDLOS et BARON n'est pas applicable pour les systèmes étudiés.

A défaut d'un critère permettant de savoir si les gouttes sont ou non animées d'une circulation interne, on ne peut affirmer avec certitude que le modèle de HANDLOS et BARON (basé sur une forte circulation interne) soit applicable aux systèmes de liquides étudiés. Cependant comme le pensent également WELLEK et SKELLAND [M.42] du fait du mouvement radial dû aux vibrations internes, on peut supposer que les gouttes oscillant vigoureusement, sont animées d'une circulation interne ; comme la corrélation de HANDLOS et BARON n'est en aucune façon satisfaite par nos résultats expérimentaux, on peut en déduire que le type de circulation à l'intérieur des gouttes, ne suit ni le modèle d'HADAMARD [M.15] (valable en toute rigueur pour $Re < 1$), ni celui de HANDLOS et BARON (voir figure M.I).

JOHNSON et HAMIELEC [M.22] étudiant le transfert de matière entre des gouttes d'eau et de l'éthyle acétate, ont observé que de la fine poudre d'aluminium dispersée à l'intérieur de ces gouttes oscillantes, ne révèle aucun type régulier de circulation.

ROSE et KINTNER [M.32] utilisant la même technique signalent que les oscillations réduisent et même éliminent la circulation du type d'HADAMARD [M.15].

Il semble donc ainsi confirmé aussi bien en transfert de chaleur d'après nos résultats qu'en transfert de matière d'après les résultats d'autres auteurs [M.1, 22, 32, 37] que le modèle de HANDLOS et BARON ne s'applique pas aux gouttes oscillantes. Il ne donne guère de meilleurs résultats pour les systèmes où les gouttes ne subissent pas d'oscillations.

Corrélation proposée pour la phase dispersée

L'ensemble de nos résultats expérimentaux ainsi que ceux d'autres auteurs [M.3, 12, 27] montrant que la conductance h est une fonction de la vitesse de déplacement des gouttes u , on a recherché une corrélation directe entre ces deux grandeurs. Sur la figure M.39, on a reporté l'ensemble des valeurs expérimentales obtenues en fonction de $(u\varphi_p)_D$. On constate tout d'abord que les systèmes 4 et 12 où la résistance est localisée dans la phase continue (voir figure M.37) font famille à part. Pour tous les autres systèmes 1 à 3, 5 à 11, 13, on constate que les points expérimentaux se disposent sur deux droites. Pour les systèmes 5, 8, 9, 10, 13 où la phase continue est l'eau, l'ensemble des points expérimentaux se disposent sur une même droite :

$$h = 0,0040 (u\varphi_p)_D \quad (M.34)$$

Pour les systèmes 1, 2, 3, 6, 7 où la viscosité de la phase continue est supérieure à celle à la phase dispersée, l'ensemble des points expérimentaux

taux se disposent sur la droite :

$$h = 0,0030(u\rho C_p)_D \tag{M.35}$$

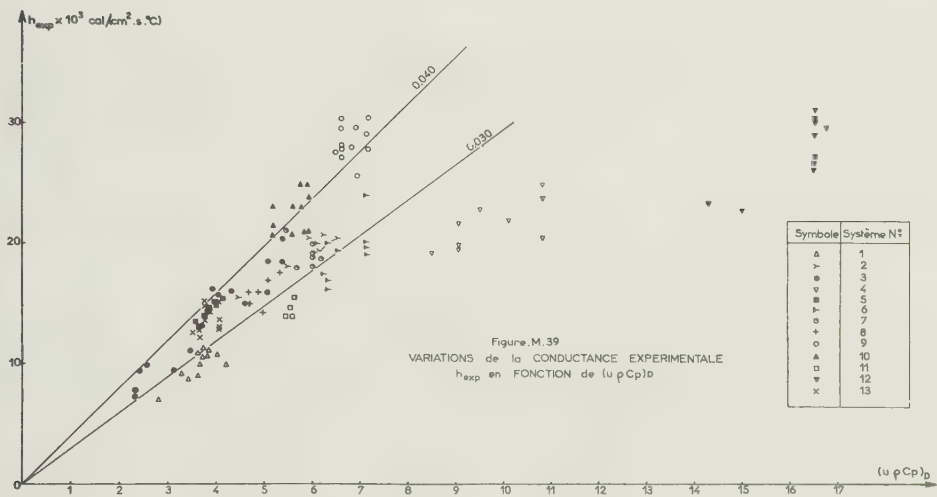


Tableau M. IV
Valeurs expérimentales et calculées de $e = D_H/D_v$

Système	CCl ₄ - Glycol	C ₂ Cl ₄ - Eau Sol. aqu. Glyc. 62 %	Mélange - Eau Sol. aqu. Glyc. 50 %	C ₂ Cl ₄ - Eau Sol. aqu. Glyc. 25%	Mélange - Eau Sol. aqu. Glyc. 25%
d cm	0,454	0,595	1,002 1,108	0,571	0,755 0,872
We	4,1	4,27	3,39 3,49	5,76	4,00 4,25
e calculé	1,412	1,43	1,291 1,292	1,480	1,340 1,360
e expérimental		1,50 1,50 1,55			

Système	Mélange - Eau		Essence F eau	Kérosène eau	Eau - Kérosène		Dowtherm - Eau			
d cm	0,894	0,912	0,902	0,760	0,948	0,991	1,260	1,287	1,451	1,800
We	5,36	5,47	4,25	3,68	5,00	5,22	3,08	3,12	3,47	4,06
e calculé	1,450	1,458	1,360	1,313	1,420	1,437	1,252	1,256	1,283	1,330
e expérimental							1,116 1,305	1,275	1,315 1,332	

ANNEXE - M.

Si nous supposons une symétrie parfaite de révolution, le volume et la surface de l'ellipsoïde aplati sont donnés respectivement par :

$$V_{\text{ellipsoïde}} = \frac{\pi}{6} D_H^2 D_V \quad (\text{M.36})$$

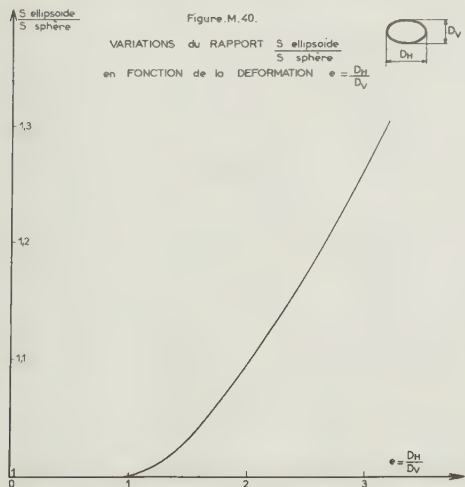
$$S_{\text{ellipsoïde}} = \frac{\pi}{2} D_H^2 + \frac{\pi}{4} \frac{D_V D_H}{\sqrt{e^2 - 1}} \text{Log} \left[\frac{e + \sqrt{e^2 - 1}}{e - \sqrt{e^2 - 1}} \right] \quad (\text{M.37})$$

si bien que le rapport $S_{\text{ellipsoïde}}/S_{\text{sphère}}$ de l'aire de l'ellipsoïde et de l'aire de la sphère de même volume, peut se mettre sous la forme :

$$\frac{S_{\text{ellipsoïde}}}{S_{\text{sphère}}} = \frac{1}{2} \left[e^{2/3} + \text{Log} \left(\frac{e + \sqrt{e^2 - 1}}{e^{1/3} \sqrt{e^2 - 1}} \right) \right] \quad (\text{M.38})$$

Nous avons calculé quelques valeurs de ce rapport et tracé la courbe correspondante en fonction de la déformation e (figure M.40)

Figure M.40.
VARIATIONS du RAPPORT $\frac{S_{\text{ellipsoïde}}}{S_{\text{sphère}}}$
en FONCTION de la DEFORMATION $e = \frac{D_H}{D_V}$



Le tableau M.IV donne quelques valeurs expérimentales de e ainsi que des valeurs calculées par 2 récentes corrélations (référence M.41)

$$e = 1,0 + 0,093 W_e^{0,92} \left(\frac{\mu_C}{\mu_D} \right)^{0,07} \quad (\text{M.39})$$

$$e = 1,0 + 0,091 W_e^{0,95} \quad (\text{M.40})$$

De ce tableau, il apparaît que pour tous les systèmes de liquides utilisés, l'excentricité e des gouttes ne dépasse pas 1,5 ; le rapport des aires $S_{\text{ellipsoïde}}/S_{\text{sphère}}$ reste donc inférieur à 1,031 et l'erreur faite ainsi en assimilant les gouttes à des sphères, ne dépasse pas 3 %.

REFERENCES

- [M.1] ANGELO J.B., LIGHTFOOT E.N. et HOWARD D.W., A.I.Ch.E.J. 12, p. 755 (1966)
- [M.2] BAKKER C.A.P., VAN BUYTENEN P.M. et BEEK W.J., Chem. Eng. Sci. 21, p. 1039 (1966)
- [M.3] CALDERBANK P.H. et KORCHINSKI I.J.O., Chem. Eng. Sci., 6 p. 65 (1956)
- [M.4] CALDERBANK P.H. et LOCHIEL A.C., Chem. Eng. Sci., 19, p. 485 (1964)
- [M.5] COUGHLIN R.W. et VON BERG R.L., Chem. Eng. Sci. 21, p. 3 (1966)
- [M.6] ELZINGA R.E. Jr et BANCHERO J.I., Chem. Eng. Sci. prog. Symp. Séries 29 et 55, p.149 (1959)
- [M.7] ELZINGA R.E. Jr et BANCHERO J.I., A.I.Ch.E.J 7, p.394 (1961)
- [M.8] FROSSLING N., Gerl Beitr Geophys. 52, p. 170, (1938)
- [M.9] GARNER F.H. et KEEY R.B., Chem. Eng. Sci., 9, p.119 (1958)
- [M.10] GARNER F.H., FOORD A. et TAYEBAN M., J. Appl. Chem., 9, p.315 (1959)
- [M.11] GARNER F.H. et SUCKLING R.D., A.I.Ch.E.J. 4, p.114 (1958)
- [M.12] GARWIN L. et SMITH B.P., Chem. Eng. Prog., 49, p.591 (1953)
- [M.13] GRIFFITH R.M., Chem. Eng. Sci., 12, p.198 (1960)
- [M.14] HABERMAN W.L. et MORTON R.K., Trans. Amer. Soc. Civil Eng. 121, p.227 (1956)
- [M.15] HADAMARD J., C.R.Acad. Sci., 152, p.1735 (1911)
- [M.16] HANDLOS A.E. et BARON T. A.I.Ch.E. J., 3, p.127 (1957)
- [M.17] HARKINS W.D., J. Am. Chem. Soc., 38, p.236 (1916)
- [M.18] HARMATHY T.Z., A.I.Ch.E. J., 6, p.281 (1960)
- [M.19] HEAD H.N., Thesis, Rice University, Houston, Texas, Nov.1964
- [M.20] HIGBIE R., Trans. A.I.Ch.E., 31, p.365 (1935)
- [M.21] HSU N.T., SATO K. et SAGE B.H., Ind. Ing. Chem., 46, p.870 (1954)
- [M.22] JOHNSON A.I. et HAMIELEC A.E., A.I.Ch.E.J., 6, p.145 (1960)

- [M.23] KINTNER R.C., Recent Advances in Chem. Eng. vol.4, Acad. Press (1963)
- [M.24] KRONIG R. et BRINK J.C., Appl. Sci. Res.A-2, p.142 (1950)
- [M.25] LINTON M. et SUTHERLAND K.L., Chem. Eng. Sci. 12, p.214 (1960)
- [M.26] MAXWEL R.W et STORROW J.A., Chem. Eng. Sci., 6, p.204 (1957)
- [M.27] Mc DOWELL R.V. et MYERS J.E., A.I.Ch.E. J.2, p.384 (1956)
- [M.28] MOORE D.W., Journal FluidMechanics, 6, p.113 (1959)
- [M.29] OLANDER D.R., A.I.Ch.E. J. 12, p.1018 (1966)
- [M.30] PANG SHENLI, WEST F.B., VANCE W.H. et MOULTON R.W., A.I.Ch.E. J 11, p.581 (1965)
- [M.31] RANZ W.E. et MARSHALL W.R., Chem. Eng. Prog. 48, p.141 (1952)
- [M.32] ROSE P.M. et KINTNER R.C., A.I.Ch.E. J. 12, p.530 (1966)
- [M.33] RUCKENSTEIN E., Chem. Eng. Sci. 19, p.131 (1964)
- [M.34] SALAMI E., VIGNES A. et LE GOFF P., Génie Chimique 94, p.67(1965)
- [M.35] SCHROEDER R.R et KINTNER R.C., A.I.Ch.E. J. 11, p.5 (1965)
- [M.36] SIDEMAN S. et SHABTAI H., The Canad. J. Chem. Eng. 42, p.107 (1964)
- [M.37] SKELLAND A.H.P. et WELLEK R.M., A.I.Ch.E. J. 10, p.491 (1964)
- [M.38] THORSEN G. et TERJESEN S.G., Chem. Eng. Sci. 17, p.137 (1962)
- [M.39] VIGNES A., Génie Chimique, 93, 5, (1965)
- [M.40] VIGNES A., Génie Chimique, 93, 6 (1965)
- [M.41] WELLEK R.M., AGRAWAL A.K. et SKELLAND A.H.P., A.I.Ch.E. J. 12 p. 854 (1966)
- [M.42] WELLEK R.M. et SKELLAND A.H.P. A.I.Ch.E. J. 11, p.557 (1965)
- [M.43] WINNIKOW S. et CHAO B.T. "Master" University of Illinois, Fev. 1965

DEUXIEME PARTIE

HYDRODYNAMIQUE D'UNE COLONNE A PULVERISATION LIQUIDE - LIQUIDE

RESUME

- I - INTRODUCTION
- II - MONTAGE EXPERIMENTAL
- III - CONDITIONS D'EXISTENCE ET DE STABILITE D'UN LIT DENSE
- IV - MESURES
- V - RESULTATS EXPERIMENTAUX
- VI - INTERPRETATION DES RESULTATS ET DISCUSSION

RESUME

On présente les résultats d'une étude complète du fonctionnement hydrodynamique d'une colonne à pulvérisation du type ELGIN, où circulent à contre-courant, de l'eau et des gouttes de kérosène.

Les courbes de variation du taux de rétention de la phase dispersée, et de la taille moyenne des gouttes, en fonction des débits des deux phases liquides, sont établies en lit lâche et en lit dense.

Le mode d'obtention et les conditions de stabilité de l'écoulement en lit dense sont précisés.

Une relation entre la vitesse relative d'un train de gouttes par rapport à la phase continue, la vitesse d'une goutte unique en milieu infini et immobile, et le taux de rétention de la phase dispersée, est proposée.

I

INTRODUCTION

De nombreuses études ont été consacrées au fonctionnement hydrodynamique en "lit lâche", des colonnes à pulvérisation dans lesquelles circulent deux phases liquides à contre-courant, l'une des phases étant dispersée dans l'autre.

La mise en évidence de la possibilité d'un fonctionnement hydrodynamique stable, en lit dense, de ces colonnes, a donné une grande impulsion aux études sur ce type de fonctionnement, en vue de l'utilisation de colonnes, fonctionnant en lit dense, comme échangeurs de chaleur par contact direct entre deux liquides immiscibles. (problème du dessalement de l'eau de mer).

On présente ici les résultats d'une étude complète du fonctionnement hydrodynamique d'une colonne à pulvérisation, en lit lâche et en lit dense.

Dans une colonne à pulvérisation, la phase dispersée sous forme de gouttes, entre dans la colonne par une de ses extrémités et en sort par l'autre. La phase continue traverse la colonne en sens inverse. Les gouttes circulent à travers la phase continue et se rassemblent en une couche homogène dans la partie supérieure de la colonne (dans le cas de la figure H.2).

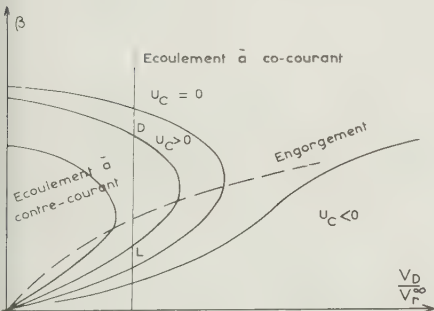


Figure. H.1

COURBES DE VARIATION DE LA RETENTION DE LA PHASE DISPERSÉE DANS UNE COLONNE À PULVÉRISATION

La rétention de la phase dispersée, c'est-à-dire le volume de phase dispersée présent dans la colonne à un instant donné, est une fonction des débits des deux phases et de la taille des gouttes. Un diagramme caractéristique des variations de la rétention β en fonction du débit de la phase dispersée est reproduit sur la figure H.1. Pour un couple donné de débits des deux phases, il existe deux possibilités de fonctionnement de la colonne :

- 1^{ère}, représentée par le point L, correspond à un écoulement des gouttes en "lit lâche" où le taux de rétention est faible

- l'autre, représentée par le point D, correspond à un écoulement des gouttes en "lit dense" où le taux de rétention est élevé.

Dans la plupart des études sur le fonctionnement hydrodynamique des colonnes à dispersion utilisées en extraction liquide-liquide, seul le fonctionnement en lit lâche loin des conditions d'engorgement était réalisé. La configuration de la phase dispersée en lit dense a été peu étudiée.

En 1961, WOODWARD [H.15] dans une étude sur le transfert de chaleur par contact direct entre des hydrocarbures et de l'eau, a le premier fait fonctionner une colonne en "lit mixte", le haut de la colonne étant occupé par un lit dense et le bas par un lit lâche. Dans la colonne, cylindrique et de même section de haut en bas, à 5 cm au-dessus de l'entrée d'eau, est placée une grille en aluminium au contact de laquelle les gouttes coalescent. Elle sert donc à fixer la position de l'interface supérieure, l'interface inférieure (lit dense - lit lâche) étant fixée par un système de régulation de pression constitué par un bac à niveau constant et de hauteur variable.

En 1965, BAUERLE et AHLERT [H.1] ont étudié le transfert de chaleur entre l'octane - n et l'eau de mer dans des colonnes de grandes dimensions (23 cm de diamètre, 3 et 6 m de long), cylindriques, aux extrémités côniques. Utilisant le système de régulation de WOODWARD [H.15] ils obtiennent un fonctionnement stable de la colonne quelle que soit la hauteur du lit dense. A l'extrémité de la colonne proprement dite est également placée une grille métallique (en acier inox ou en aluminium) dont le rôle est de permettre la coalescence des gouttes et de fixer l'interface supérieure à une position donnée.

Plus récemment (1967) LETAN et KEHAT [H.7], étudiant l'hydrodynamique d'une colonne à pulvérisation du type ELGIN [H.3] (figure H.2) ont obtenu un lit dense stable avec le système de liquides kérosène-eau. La colonne fonctionnant initialement en lit lâche, avec un fort débit de phase dispersée et un faible débit de phase continue, l'interface est amenée au sommet de la colonne proprement dite, et un lit dense se forme. Lorsque celui-ci est établi sur la moitié ou plus de la colonne, les débits sont ajustés aux valeurs désirées. Ainsi seul le déplacement de l'interface du centre de la chambre d'expansion au niveau supérieur du déversoir provoque la formation du lit dense, sans qu'une grille soit nécessaire.

Enfin, GRESKOVICH et Coll. [H.4] dans une récente étude (1967) sur le transfert de chaleur entre le kérosène et l'eau signalent l'obtention du lit dense dans différentes tailles de colonnes cylindriques et avec différents distributeurs de gouttes. Les auteurs ont remplacé la grille métallique par un coalesceur en laine de verre. Une tentative de disperser l'eau dans du kérosène a été faite mais par suite d'une grande vitesse de coalescence des gouttes, le taux de rétention de 10 % n'a pu être dépassé.

Connaissant l'aspect d'un lit dense de gouttes et les conditions d'obtention, une analyse attentive de la publication très connue, faite en 1942 par BLANDING et ELGIN [H.3] montre, comme d'ailleurs l'ont remarqué MERTES et RHODES [H.9] et LETAN et KEHAT [H.7], que l'état de la colonne que BLANDING et ELGIN estimaient être un engorgement n'était autre qu'un lit dense non stabilisé.

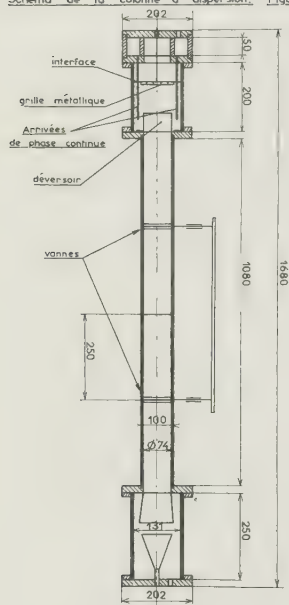
L'étude du fonctionnement hydrodynamique d'une colonne à pulvérisation comporte :

- l'étude des conditions de formation et de stabilité des différents types d'écoulement.
- l'étude des variations du taux de rétention de la phase dispersée en fonction des débits des deux phases.
- l'étude des conditions limites de fonctionnement de la colonne, c'est-à-dire les conditions d'engorgement.
- l'étude de la distribution des tailles de gouttes et la variation de la taille moyenne avec les débits des deux phases.

II

MONTAGE EXPERIMENTAL

Schéma de la colonne à dispersion, Figure H.2



Une première colonne du type ELGIN a été réalisée. La phase continue constituée par de l'eau permutée entre par le haut de la colonne et en sort par le bas. La phase dispersée plus légère constituée par du kérosène entre sous forme de gouttes par le bas de la colonne, circule à contre-courant de la phase continue et sort par le haut de la colonne. Les deux liquides décrivent chacun une boucle.

La colonne consiste en quatre blocs de plexiglas transparent, de section extérieure carrée de 100 mm de côté, percés intérieurement à $\varnothing = 74$ mm, et reliés entre eux par quatre tirants en acier inox. Les deux blocs centraux peuvent être isolés du reste de la colonne par 2 vannes comportant un volet en aluminium qui peut glisser sur un plan légèrement incliné et obturer ainsi une extrémité de la colonne. Ces volets sont couplés. Ainsi la fermeture simultanée des deux vannes permet d'isoler la partie centrale de la colonne. Les chambres placées aux extrémités de la colonne également en plexiglas transparent sont de section carrée égale à environ quatre fois celle de la colonne, comme le recommandaient ELGIN et BLANDING [H.3] et sont reliées à la colonne à l'aide de brides en P.C.V. transparent.

La chambre inférieure contient le dispositif de formation des gouttes ainsi qu'une entrée conique fixée en bas de la colonne. Le distributeur de gouttes est constitué d'un entonnoir en laiton fermé à sa grande extrémité par un plateau perforé et rempli de billes en verre : le but de ces dernières est d'éviter les chemins préférentiels du kérosène dans le distributeur. Le plateau de dispersion est percé de 85 trous de 1,3 mm de diamètre. Dans la chambre supérieure qui n'est autre qu'une chambre de séparation des deux phases, la colonne proprement dite se prolonge sur une hauteur de cinq centimètres.

Les débits d'alimentation des deux phases sont mesurés par deux rotamètres. Un troisième rotamètre permet de contrôler que le débit d'évacuation de l'eau est égal à son débit d'entrée, de manière à opérer en régime permanent. Enfin, la position de l'interface kérosène-eau dans

la chambre supérieure est maintenue au niveau voulu par réglage des débits au moyen de vannes. Dans le présent travail, l'intervalle des débits est pour la phase continue (eau) 0 - 256 l/h et pour la phase dispersée (kérosène 47 - 272 l/h, la précision de mesure étant de $\pm 0,5$ % aux grands débits et de 2 % aux faibles débits.

Une colonne plus rudimentaire, de petites dimensions a été réalisée dans le but de vérifier la possibilité d'obtention d'un lit dense avec des gouttes descendantes. Cette colonne, du type d'ELGIN, en PCV transparent, a une section carrée de 4,0 cm de côté et une hauteur d'environ 60 cm. Elle est munie en haut d'une entrée cônica et en bas d'un déversoir pour la phase continue. Le distributeur de gouttes est un entonnoir dont la grande base est un plateau de 3,0 cm de diamètre, perforé de 53 trous de 0,8 mm de diamètre.

III

CONDITIONS D'EXISTENCE ET DE STABILITE D'UN LIT DENSE

L'existence d'un lit dense résulte d'un équilibre entre débits exprimés en nombre de gouttes par seconde :

- le débit d'alimentation en gouttes au niveau de l'interface supérieure
- le débit de coalescence de ces gouttes.

Le débit d'alimentation est une fonction du débit de la phase dispersée, de la fréquence des gouttes et du nombre de gouttes par unité de section.

Bien qu'on ne dispose pas de résultats définitifs sur les facteurs régissant le temps de coalescence d'une goutte avec une interface plane, on peut considérer que ce temps de coalescence est d'autant plus petit que la vitesse de déplacement de la goutte avant l'impact est grande.

Tant que le débit de coalescence est très supérieur au débit d'alimentation, seul un lit lâche peut être réalisé, car chaque train de gouttes qui arrive au niveau de l'interface coalesce avant que le train suivant n'arrive à son tour. Si au contraire, le débit de coalescence est inférieur au débit d'alimentation, le lit dense peut s'établir.

Dans une colonne du type ELGIN, dont la chambre de décantation est de section plus grande que celle de la colonne, si l'on maintient l'interface phase continue - phase dispersée nettement au-dessus du déversoir, seul le fonctionnement de la colonne en lit lâche peut être réalisé. En effet, au sommet de la colonne proprement dite, la vitesse de déplacement des gouttes augmente brusquement car dans le décanteur, la vitesse de déplacement de la phase continue est quasiment nulle. Le débit de coalescence des gouttes étant fonction de leur vitesse avant leur impact sur l'interface, il est toujours suffisamment grand pour que ne puisse se former un lit dense.

Au contraire, si l'on abaisse l'interface au niveau de l'extrémité de la colonne proprement dite (en fait pour que l'eau puisse s'écouler à travers le déversoir, l'interface se stabilisera à quelques mm au-dessus), la vitesse des gouttes avant l'impact est celle régnant dans la colonne, soit :

$$V_D = - V_C + V_R \quad (H.1)$$

Cette vitesse est d'autant plus faible que la rétention de la phase dispersée est plus grande. Il en résulte que la vitesse de coalescence diminue quand la rétention augmente. Les gouttes ne coalescent plus suffisamment vite, s'accumulent au-dessous de l'interface, formant un empilement compact appelé "lit dense".

Plus la densité de cet empilement augmente et plus la vitesse de coalescence diminue. En particulier pour de faibles débits de la phase continue, il apparaît au niveau de l'interface un état encore plus dense analogue à une mousse qui s'étend dans la chambre supérieure.

Dans les colonnes cylindriques, ne comportant pas de chambre de décantation, l'introduction d'une plaque perforée a pour rôle une augmentation de la vitesse de coalescence. Cet écran coalesceur joue donc le rôle de régulateur de position de l'interface. Lorsque l'interface a tendance à monter au-dessus du niveau de l'écran, la coalescence des gouttes est accélérée et l'interface descend. Au contraire, lorsque l'interface a tendance à descendre au-dessous de l'écran, le débit de coalescence des gouttes diminue (puisque aucune goutte ne vient se rompre sur l'écran) et l'interface remonte.

Quel que soit le type de colonne utilisée, pour permettre au lit dense naissant d'occuper une partie ou la totalité de la colonne, une fois les débits des deux phases fixés, on peut soit utiliser le système de régulation proposé par WOODWARD [H.15], soit par une vanne, contrôler le débit d'évacuation de la phase continue. Si le débit d'évacuation est supérieur au débit d'alimentation, le surplus de phase continue évacuée, est remplacé par des gouttes qui s'empilent. Ainsi le lit dense grandit, repoussant vers le bas la deuxième interface lit dense - lit lâche. La stabilisation de cette dernière à une position déterminée, s'obtient en s'assurant de l'égalité des débits d'entrée et de sortie de la phase continue, c'est-à-dire en réalisant le régime permanent.

L'aspect d'un lit dense est analogue à celui d'un empilement de billes (voir photos 3 et 4), animées d'un lent mouvement moyen de translation vers le haut et quelques mouvements désordonnés de rotation sur elles-mêmes.

Comme on l'a signalé précédemment, il n'avait pas été réalisé de lit dense avec des gouttes liquides tombant dans un autre liquide circulant à contre-courant. Nous avons pu faire cet essai dans la colonne rudimentaire décrite précédemment. Avec le système eau dispersée, tombant dans du kérosène, il existe une grande distribution destailles de gouttes allant de 1 à 5 mm. Malgré une faible coalescence qui provient en partie des angles dus à la section carrée de la colonne, des lits denses ont été obtenus (voir photo 3). Un deuxième système de liquides, tétrachlorure de carbone - eau, a été essayé. Les gouttes fournies par le même distributeur sont plus petites et plus uniformes (entre 1 et 2 mm). Des lits denses à différents débits des deux phases liquides ont également pu être réalisés, sans qu'aucune coalescence n'ait été observée.

IV.

MESURES

Les grandeurs à mesurer sont en fonction des débits, le taux de rétention β de la phase dispersée et la taille moyenne des gouttes, ainsi que leur distribution de tailles. Toutes ces mesures ont été faites à la température ambiante. On a admis que le taux de rétention et la taille moyenne des gouttes ne varient pas le long de la colonne pour un couple de débits fixé.

Taux de rétention

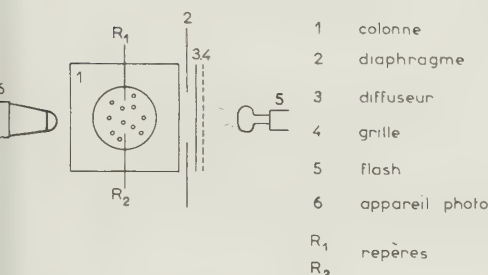
La mesure du taux de rétention, c'est-à-dire la mesure du volume de phase dispersée présent dans la colonne à un instant donné se fait en actionnant rapidement les 2 vannes à volet coulissant. Cette opération permet d'emprisonner dans un volume préalablement déterminé (2500 cm³) les deux phases liquides qui par gravité se séparent. Par une simple lecture sur une échelle graduée, du niveau de l'interface, le taux de rétention β est déduit. Cette technique, si elle nécessite des vannes spéciales, offre l'avantage de connaître β avec une précision de 1 à 2 % pour des valeurs de β inférieures à 0,10 et permet en outre de déterminer le taux de rétention d'un lit dense par une seule manipulation. Il est en effet impossible avec des vannes à fermeture rapide placées sur les sorties des deux liquides de déterminer le taux de rétention d'un lit dense par une seule manipulation, car le lit dense ne peut occuper la totalité de l'espace compris entre le plateau de dispersion et l'interface. Dans ce cas, plusieurs mesures sont nécessaires pour un même couple de débits, mais avec des hauteurs de lit dense différentes, et par extrapolation le taux de rétention du lit dense qui occuperait la totalité de la colonne est déduit.

Taille des gouttes

Pour mesurer la taille des gouttes, la technique classique de photographie est utilisée. Le montage adopté est schématisé sur la figure H.3. La zone de la colonne où sont prises les photos est éclairée par derrière au moyen d'un flash électronique. Ce mode d'éclairage, d'une part évite les réflexions qui se produisent sur la colonne en plexiglas quand on l'éclaire par devant, et d'autre part augmente le contraste entre la masse d'eau et les gouttes de kérosène. Entre la colonne et le flash sont interposés un diffuseur de lumière et une grille métallique de maille assez large (5,0 mm). Le but de cette grille est de mieux faire apparaître les gouttes car pour les faibles taux de rétention, sur chaque goutte apparaît par transparence l'image de la grille. Cet effet mis en évidence sur la photo 1 permet en plus de situer approximativement les gouttes par rapport à deux repères cylindriques R₁ et R₂, placés dans la colonne et dont les diamètres extérieurs connus exactement (1 et 2,3 mm) constituent une échelle de comparaison.

Figure .H.3

Schéma de montage pour la
photographie des gouttes.



Mais dès que le taux de rétention atteint 20 %, l'effet de la grille n'est plus visible (voir photo 2). Ceci nous a conduit à prendre dans les mêmes conditions de disposition et d'éclairage que précédemment, des photos non plus en lit lâche, mais en lit dense (voir photo 4). Cette méthode offre quelques avantages :

- Sur les photos n'apparaissent que les gouttes qui sont contre la paroi et dont les diamètres peuvent être comparés à la distance (5 cm) séparant deux traits gravés sur la colonne.

- Comme toutes les gouttes photographiées sont situées toutes dans un même plan vertical, si une distribution de tailles existe, elle peut être mise en évidence sans ambiguïté.

- Enfin, chaque photo offre un grand nombre de gouttes à considérer. Pour éviter tout effet de distorsion, seule la partie centrale de la colonne où elle présente une épaisseur à

peu près uniforme, a été exploitée sur les photos. Néanmoins, sur chacune d'elles, 100 à 150 gouttes ont pu être dénombrées et leur diamètre vertical (sens de l'écoulement) mesuré.

V. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Taux de rétention

La figure H.4 représente les courbes de variation du taux de rétention β en fonction des débits de la phase continue U_C , et de la phase dispersée U_D .

Deux réseaux de courbes ont été tracés :

- le premier donnant les courbes de variation de β en fonction de U_C , pour des U_D donnés croissants ; ces courbes sont numérotées de 4 à 17.

- le deuxième donnant les courbes de variation de β en fonction de U_C , pour un rapport*

$$R = \frac{(\rho C_p)_D}{(\rho C_p)_C} \frac{U_D}{U_C}$$

donné variant entre 0,25 et 2,00.

Ces deux réseaux de courbes montrent que pour un débit de phase dispersée donné, et pour chaque débit de phase continue, deux types d'écoulement peuvent exister. L'écoulement en lit lâche où, pour un débit de phase dispersée U_D donné, quand on fait croître le débit de phase continue U_C , le taux de rétention β croît, et l'écoulement en lit dense où au contraire le taux de rétention décroît. Pour un certain débit U_C , les deux états sont confondus : c'est l'engorgement.

On constate sur ces courbes que le taux de rétention maximal obtenu est de 92 % correspondant à un débit nul de phase continue et à un débit de phase dispersée égal à 160 l/h. Ce taux de rétention de 92 % est très nettement supérieur à celui d'un empilement compact de sphères de même diamètre (74 %). Ceci tient au fait que les gouttes sont déformables et qu'elles présentent une distribution de tailles. La limite supérieure du taux de rétention ne peut donc être fixée à 74 % comme l'ont fait beaucoup d'auteurs.

* Le choix de ce paramètre est justifié par l'étude du transfert de chaleur, étude qui fera l'objet de la troisième partie.

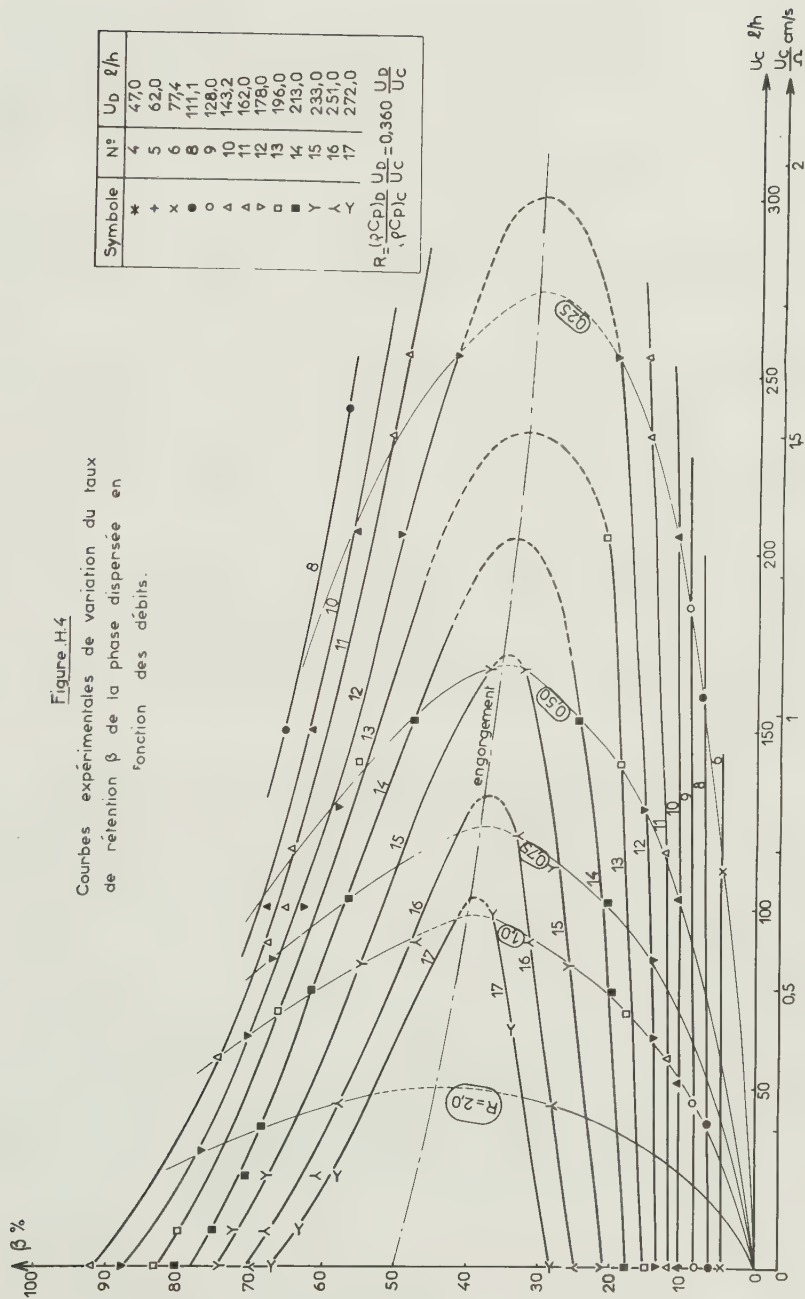


Figure.H.4

Courbes expérimentales de variation du taux de rétention β de la phase dispersée en fonction des débits.

Il n'a pas été possible de déterminer physiquement la courbe limite du taux de rétention en fonction des débits. En effet, pour un débit donné de phase continue, lorsque le débit de phase dispersée est trop faible, on ne peut obtenir de lit dense car la vitesse d'alimentation des gouttes est inférieure à la vitesse de coalescence et le lit dense se détruit au fur et à mesure qu'il se construit. Ainsi le débit minimal de phase dispersée qui permet encore l'obtention d'un lit dense est de 111 l/h correspondant à la courbe 8 de la figure H.4.

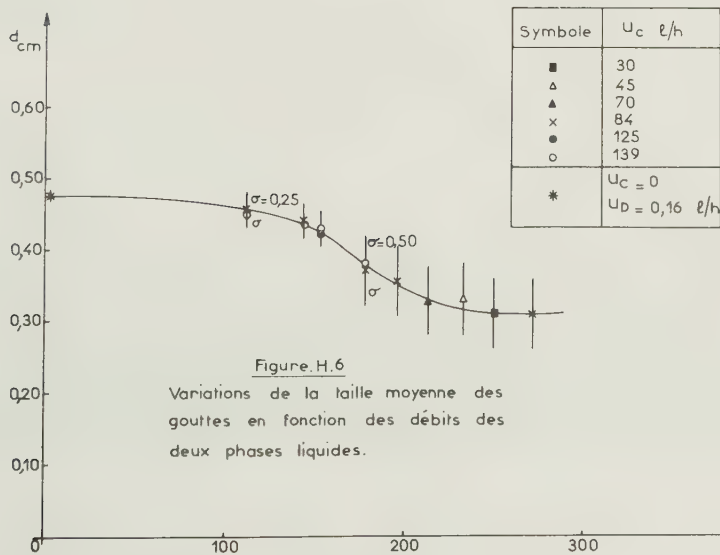
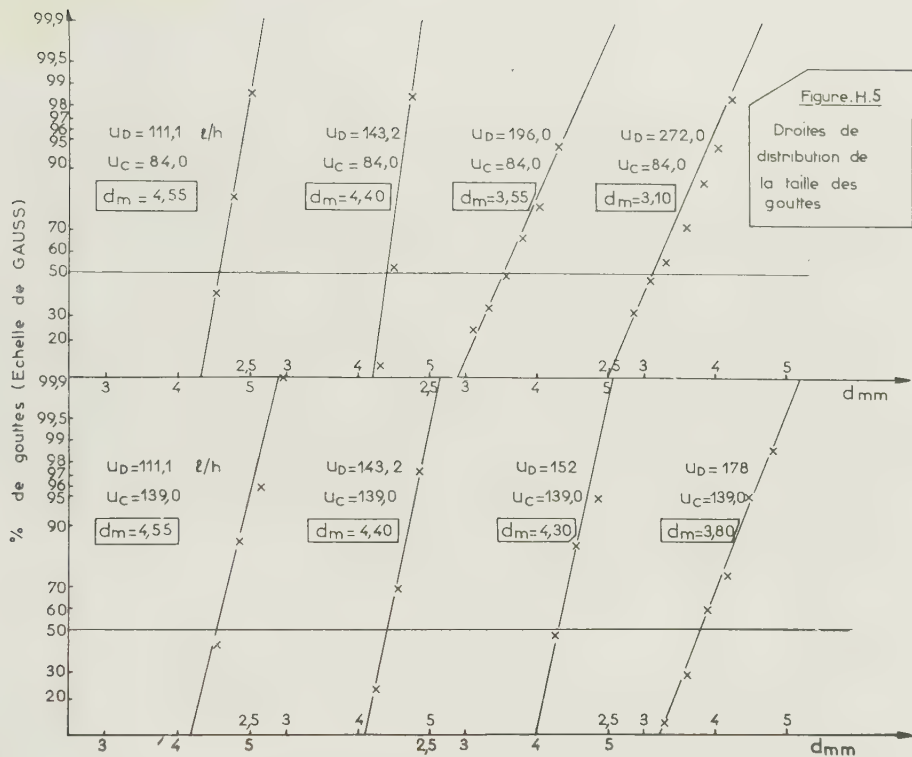
La limite inférieure des débits de phase continue pour lesquels on peut obtenir un lit dense, varie avec le débit de phase dispersée mais peut atteindre une valeur nulle comme le montre les courbes de 11 à 17, de la figure H.4.

Taille moyenne des gouttes et distribution de tailles.

Grâce aux photographies prises, deux observations visuelles concernant la forme et la taille des gouttes ont pu être confirmées : d'une part, les gouttes peuvent être considérées comme sphériques et d'autre part, une distribution de tailles existe bien.

Tracées sur papier à échelle de GAUSS, les courbes de distribution de tailles obtenues pour quelques débits de phase dispersée et de phase continue, sont linéaires (figure H.5), ce qui caractérise une distribution normale, résultat déjà signalé par deux précédentes études [H.7, H.14]. De chacune de ces droites, nous déduisons la taille moyenne des gouttes (diamètre correspondant à une ordonnée égale à 50 %) dont la courbe de variations avec les débits des deux phases est représentée sur la figure H.6.

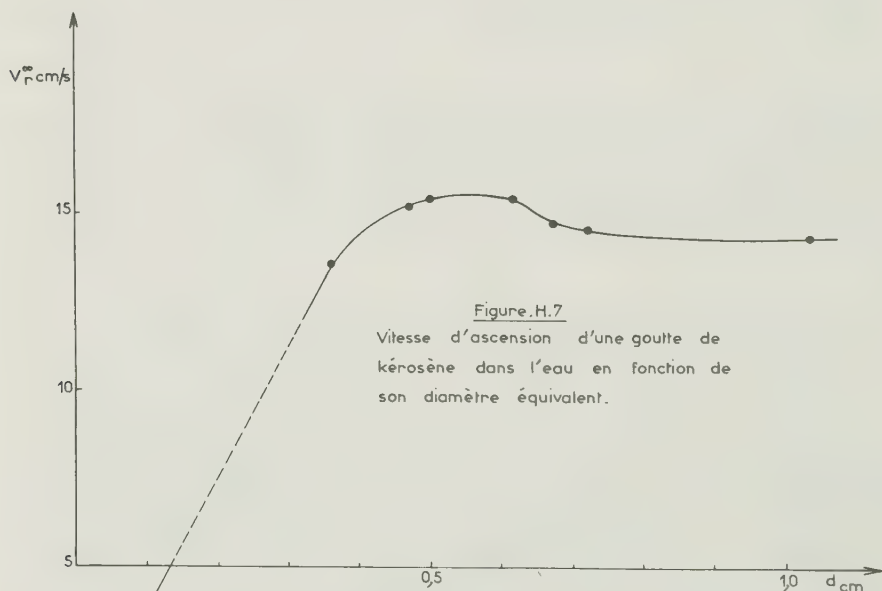
Dans l'intervalle des débits utilisés, le débit de la phase continue est sans effet apparent sur la taille moyenne des gouttes, ni d'ailleurs sur leur distribution. Seul le débit de la phase dispersée conditionne la taille des gouttes. Aux faibles et aux forts débits de la phase dispersée la taille des gouttes est sensiblement constante. Une zone de transition apparaît ainsi et peut être expliquée par le fait que dans cette gamme de débits de la phase dispersée, le processus de formation des gouttes change. Alors que pour des débits inférieurs à 150 l/h les gouttes se forment lentement au-dessus du plateau perforé et se détachent librement, pour des débits supérieurs à 150 l/h, de chaque trou du plateau sort un jet de phase dispersée qui vient se rompre en gouttelettes dans la phase continue, à quelques centimètres au-dessus du plateau. On remarque que pour des débits inférieurs à 150 l/h les droites de distribution de tailles (figure H.5) sont toutes parallèles et leur écart-type est 0,25 cm. Elles sont encore parallèles pour des débits supérieurs à 150 l/h, mais leur pente est plus faible ; leur écart-type est plus grand et est égal à 0,50 cm.



Enfin, l'extrapolation de la courbe de la figure H.6 à $U_D \neq 0$, coïncide convenablement avec le résultat d'une mesure faite sur une goutte unique dans une autre colonne carrée (10 cm de côté) avec un ajutage ayant le même diamètre intérieur que les trous du plateau perforé et à un débit de 0,16 l/h. La détermination de ce diamètre n'a pas été faite par photographie mais en recueillant 100 gouttes, en mesurant leur volume et en déduisant le diamètre équivalent d'une goutte.

Vitesse d'ascension d'une goutte de kérosène dans l'eau

Des corrélations présentées par différents auteurs [H.6, H.13] permettent de prévoir la vitesse de déplacement d'une goutte unique. Nous avons néanmoins mesuré cette vitesse et ses variations en fonction du diamètre équivalent de la goutte. Les mesures ont été faites dans une colonne carrée de 10 cm de côté, en utilisant différents ajutages, de manière à décrire l'intervalle de taille des gouttes correspondant aux différents débits de phase dispersée. Les résultats sont présentés sur la figure H.7.



En résumé, l'ensemble des courbes des figures H.4, H.6, H.7 permet de prévoir pour un couple donné de débits de phase continue et de phase dispersée, le taux de rétention en lit lâche ou en lit dense, le diamètre moyen des gouttes et leur distribution de tailles, et enfin la vitesse d'une goutte unique en déplacement dans un milieu de phase continue, immobile et infini.

VI

INTERPRETATION DES RESULTATS ET DISCUSSION

Tous les auteurs qui ont étudié le comportement hydrodynamique des colonnes à pulvérisation utilisent le concept de vitesse relative V_r pour interpréter leurs résultats. La vitesse de déplacement des gouttes V_D est égale à la somme de leur vitesse relative V_r par rapport à la phase continue et de la vitesse de déplacement de cette dernière phase V_C , soit :

$$V_D = -V_C + V_r \quad (\text{H.1})$$

La vitesse V_D est égale au quotient du débit de la phase dispersée U_D par le produit de la section de la colonne Ω et du taux de rétention β , soit :

$$V_D = \frac{U_D}{\beta\Omega} \quad (\text{H.2})$$

De même la vitesse de déplacement de la phase continue s'écrit :

$$V_C = \frac{U_C}{(1-\beta)\Omega} \quad (\text{H.3})$$

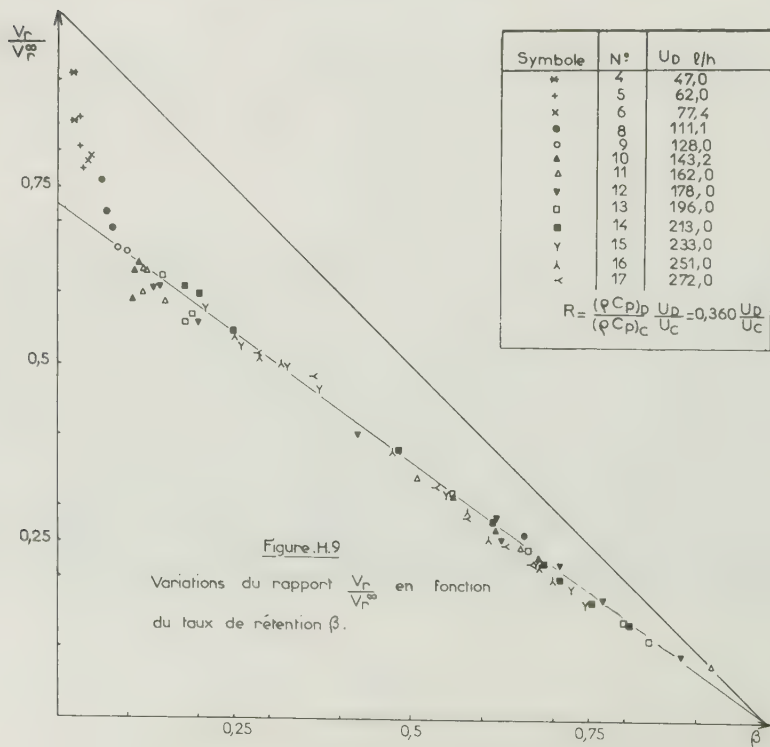
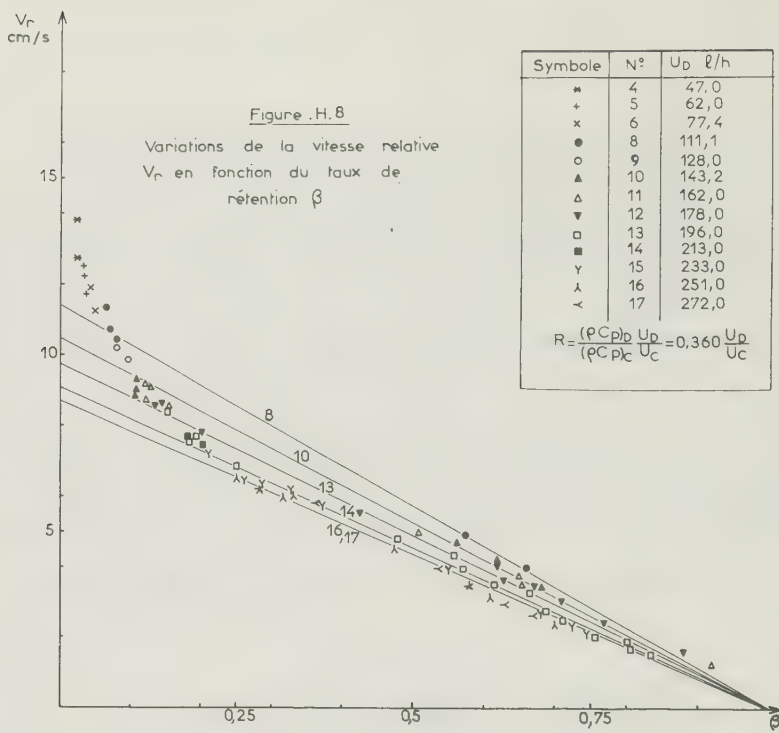
La relation (H.1) devient alors :

$$V_r = \frac{U_D}{\beta\Omega} + \frac{U_C}{(1-\beta)\Omega} \quad (\text{H.4})$$

Cette vitesse relative V_r n'est pas égale à la vitesse correspondante V_r^∞ d'une goutte se déplaçant dans un milieu infini, car, dans une dispersion, chaque goutte se meut dans un fluide perturbé par les sillages des gouttes qui la précèdent. Cette vitesse relative V_r est donc une fonction de β que l'on écrira :

$$V_r = V_r^\infty f(\beta)$$

Les valeurs de V_r calculées par la relation (H.4) sont reportées sur la figure H.8 en fonction du taux de rétention β , celui-ci décrivant le large intervalle 0,02 - 0,925. Les intervalles de débit sont pour l'eau 0-256 l/h et pour le kérosène 47-272 l/h. Dans cette gamme de débit la taille moyenne des gouttes varie entre 0,310 et 0,470 cm. On constate sur la figure H.8 que les variations de la vitesse relative V_r en fonction du taux de rétention β ne peuvent être représentées par une courbe unique. Les valeurs de β correspondant à un débit donné U_D de la phase dispersée, donc à une taille de goutte donnée, se disposent sur une même courbe, toutes ces courbes convergeant pour les fortes valeurs de β vers le point $\beta = 1$, $V_r = 0$ et se confondant au contraire pour les faibles valeurs de β . L'extrapolation de ces courbes jusqu'à $\beta = 0$ donne une valeur voisine de 15 cm/s qui concorde parfaitement avec la vitesse V_r^∞ correspondant à un diamètre de 0,470 cm déduit de la figure H.6 pour un débit V_D voisin de zéro.



En fait, comme nous l'avons montré précédemment dans l'exposé de nos résultats expérimentaux, la taille moyenne des gouttes dépend du débit de la phase dispersée (voir figure H.6) et pour chaque taille de goutte il existe une vitesse V_r^∞ comme le montre la figure H.7.

Pour en tenir compte, nous avons, pour chaque couple de débits, déduit par la figure H.6 la taille moyenne des gouttes et par la figure H.7 la vitesse V_r^∞ correspondante. Nous avons calculé le rapport V_r/V_r^∞ que nous avons porté sur la figure H.9 en fonction de β .

Pour les valeurs de $\beta < 10 \%$, les résultats expérimentaux peuvent être décrits convenablement par la relation :

$$V_r = 14,8 \exp(-4,0)\beta \text{ cm/s} \quad (\text{H.6})$$

Pour des valeurs de $\beta > 10 \%$, les points expérimentaux s'alignent et peuvent être représentés correctement par la relation :

$$\frac{V_r}{V_r^\infty} = 0,725 (1-\beta) \quad (\text{H.7})$$

quelle que soit la taille moyenne des gouttes.

La relation (H.7) permet le calcul du point d'engorgement. Celui-ci peut être défini comme le point qui fixe le débit maximal d'une phase que l'on peut faire passer à travers la colonne dans laquelle circule en sens inverse un débit constant de l'autre phase. Mathématiquement, il peut donc se définir par :

$$\frac{dU_c}{d\beta} = 0 \quad \text{avec } U_D = \text{cte} \quad (\text{H.8})$$

ou

$$\frac{dU_D}{d\beta} = 0 \quad \text{avec } U_c = \text{cte} \quad (\text{H.9})$$

La combinaison des relations (H.4), (H.7), (H.8) et (H.9) fournit :

$$\left[\frac{U_c}{\Omega} \right]_e = 0,725 V_r^\infty (1-\beta_e)^2 (1-2\beta_e) \quad (\text{H.10})$$

$$\left[\frac{U_D}{\Omega} \right]_e = 2 \times 0,725 \, V_r^\infty \, \beta_e^2 (1 - \beta_e) \quad (H.11)$$

que l'on peut écrire en éliminant V_r , sous la forme :

$$\left[\frac{U_D}{U_c} \right]_e = \frac{2 \, \beta_e^2}{(1 - \beta_e) (1 - 2 \, \beta_e)} \quad (H.12)$$

Cette relation (H.12) permet donc le calcul de la rétention de la phase dispersée à l'engorgement, pour chaque valeur du rapport des débits des deux phases.

Ayant tracé sur la figure H.4 les courbes de variation de β en fonction du rapport $R = 0,36 \frac{U_D}{U_c}$ la relation (H.12) a été utilisée pour calculer les valeurs de β_e pour chaque valeur de R . Le positionnement de ces points permet de tracer la courbe limite séparant le fonctionnement en lit lâche du fonctionnement en lit dense.

Discussion des résultats

RICHARDSON et ZAKI [H.11] dans une étude sur la fluidisation de sphères solides par un liquide et sur la sédimentation, trouvent que la fonction $f(\beta)$ peut être représentée dans tout le domaine de variation de la porosité ϵ par :

$$f(\beta) = \epsilon^n = (1 - \beta)^n \quad (H.13)$$

où l'exposant n varie entre 1,4 et 3,6 et dépend du régime d'écoulement de la taille des particules et du diamètre du récipient.

ZENZ [H.16] dans une étude sur la fluidisation de sphères solides propose une corrélation graphique qui permet de déduire les variations de la vitesse relative V_r en fonction du taux de vide pour un système donné.

Une étude expérimentale sur quatre systèmes de liquides a été faite par WEAVER, LAPIDUS et ELGIN [H.14] dans une colonne à pulvérisation où la phase continue (eau) était stationnaire. Les auteurs ont comparé le comportement des gouttes liquides à celui prédit par la corrélation de ZENZ [H.16] en fluidisation et qu'auraient des particules solides, sphériques et de mêmes propriétés physiques que les gouttes. L'accord est bon (11% de déviation) mais seul un intervalle réduit du taux de rétention, 0-0,25, a pu être décrit, du fait que la phase continue était stationnaire.

Cette étude a été étendue par BEYAERT, LAPIDUS et ELGIN [H.2] aux mêmes systèmes de liquides, mais s'écoulant à contre-courant. L'accord avec la corrélation de ZENZ [H.16] est encore bon, mais seulement pour des taux de rétention inférieurs au taux correspondant à l'engorgement.

Nous avons comparé nos résultats expérimentaux avec la corrélation de RICHARDSON et ZAKI [H.11] et celle de ZENZ [H.16]. Aucun accord n'a été constaté tant pour les faibles que pour les fortes valeurs de β .

Pour des dispersions liquide-liquide, THORNTON [H.12] propose la relation valable pour les lits lâches :

$$V_r = V_o (1-\beta) \quad (H.14)$$

où V_o serait une vitesse caractéristique obtenue en extrapolant la vitesse relative des gouttes V_r à des débits nuls. THORNTON admet qu'on peut calculer V_o à partir de la vitesse de chute libre d'une sphère et en supposant que la taille des gouttes est donnée par la relation de HAYWORTH et TREYBAL [H.5].

Enfin, tout récemment, LETAN et KEHAT [H.7], pour le système kérosène-eau, présentent leurs résultats sous la forme :

$$V_r = 9,1 \exp(-1,6\beta) \text{ cm/s} \quad (H.15)$$

relation qui serait valable aussi bien en lit lâche qu'en lit dense.

On remarque que la relation (H.6) est du type de celle obtenue par LETAN et KEHAT [H.7], mais alors que leur valeur 9,1 cm/s extrapolée pour $\beta = 0$ est inférieure à celle déduite de la corrélation de KLEE et TREYBAL [H.6] $V_{r\infty} = 12,5$ cm/s pour une goutte unique de même taille, notre valeur de $V_r = 14,8$ cm/s (cf fig. H.6) est en parfait accord avec la valeur 15 cm/s mesurée expérimentalement pour une goutte de 0,470 cm. D'autre part l'intervalle du taux de rétention décrit par LETAN et KEHAT [H.7] est de 0-40 % en lit lâche, et une seule mesure (60 %) a été faite en lit dense. Leur relation ne serait donc valable qu'en lit lâche, comme celle que nous avons obtenue.

D'autre part, la relation (H.7) que nous proposons pour les valeurs de $\beta > 10$ % est du type de la relation (H.14) proposée par THORNTON [H.12] et n'en diffère que par le coefficient 0,75 devant le terme $(1-\beta)$. Mais comme nous l'avons déjà souligné on ne peut, comme le suppose THORNTON [H.12], considérer que la taille des gouttes ne varie pas dans l'intervalle de débit décrit ; V_r (ou V_o) n'est donc plus in-

dépendant des débits des deux phases et ne peut pas être exprimée uniquement en fonction de la géométrie des ajutages et des propriétés physiques des liquides utilisés. De plus, cette relation (H.14) pour les lits lâches, proposée par THORNTON, ne s'applique absolument pas à nos résultats en lit lâche.

En conclusion, aucune des relations proposées précédemment par différents auteurs ne semble s'appliquer au cas des dispersions liquide-liquide dans tout le domaine de variation du taux de rétention β . Aucune interprétation raisonnable ne peut être fournie sur la forme de la relation (H.7) proposée pour le régime de fonctionnement correspondant à des valeurs de β supérieures à 0,10. Seule une étude de plusieurs systèmes de liquides pourrait confirmer ou infirmer la validité d'une telle relation linéaire.

REFERENCES

- [H.1] BAUERLE G.L. et AHLERT R.C., I.E.C. Proc. Des. Dev. 4, p. 225 (1965)
- [H.2] BEYAERT B.O., LAPIDUS L. et ELGIN J.C., A.I.Ch.E. J. 7, p.46 (1961)
- [H.3] BLANDING F.H. et ELGIN J.C., Trans. Am. Inst. Chem. Engrs 38, p. 305 (1942)
- [H.4] GRESKOVICH E.J., A.I.Ch.E. J. 13, p. 1160 (1967)
- [H.5] HAYWORTH et TREYBAL R.E., Ind. Eng. Chem. 42, p. 1174 (1950)
- [H.6] KLEE A.J. et TREYBAL R.E., A.I.Ch.E. J. 2, p. 444 (1956)
- [H.7] LETAN R. et KEHAT E. A.I.Ch.E. J. 13, p. 443 (1967)
- [H.9] MERTES T.S. et RHODES H.B., Chem. Eng. Prog., 51, p. 429 (1955)
- [H.10] MIXON F.O., WHITAKER D.R. et ORCUTT J.C., A.I.Ch.E. J., 13, p. 21 (1967)
- [H.11] RICHARDSON J.F. et ZAKI W.N., Trans. Instn. Chem. Engrs. 32, p. 35 (1954)
- [H.12] THORNTON J.D., Chem. Eng. Sci., 5, p. 201 (1956)
- [H.13] VIGNES A., Génie Chimique, 93, n° 5, p. 129 (1965)
- [H.14] WEAVER R.E.C., LAPIDUS L. et ELGIN J.C., A.I.Ch.E. J., 5, p. 533 (1959)
- [H.15] WOODWARD T., Chem. Eng. Prog., 57, p. 52 (1961)
- [H.16] ZENZ F.A., Petrol, Refiner, 36, p. 147 (1957)

TROISIEME PARTIE

DISPERSION AXIALE ET TRANSFERT DE CHALEUR DANS UNE COLONNE A PULVERISATION LIQUIDE - LIQUIDE

Résumé

- I - Introduction
- II - Dispositif expérimental et mesures
- III - Profils types de température obtenus dans différentes conditions
- IV - Modèle de l'écoulement piston avec dispersion axiale dans l'une des phases
- V - Résultats expérimentaux
 - Critère de Péclet
 - Conductance de transfert
- VI - Evaluation de l'efficacité d'une colonne à pulvérisation

RESUME

Dans cette troisième partie a été étudié le transfert de chaleur dans une colonne à pulvérisation fonctionnant dans différentes conditions. Pour cela, pour chaque couple de débits des liquides on a tracé les profils longitudinaux de température de chacune des phases. De la connaissance de ces deux profils, deux grandeurs sont déduites :

1° - Le nombre de Péclet, qui offre un moyen de mesure du degré de mélangeage dans la colonne. La variation de ce nombre avec les débits des deux liquides est étudiée, et une corrélation le reliant à la vitesse relative de la phase dispersée par rapport à la phase continue, est établie.

2° - La conductance vraie de transfert, qui conditionne les échanges directs entre les deux phases. On montre en effet, que l'écoulement n'est pas un écoulement piston (on s'en rapproche toutefois en lit dense) et que l'évaluation de l'efficacité, ne peut se faire par le calcul basé sur la différence logarithmique des écarts de température entre les deux phases, aux extrémités de la colonne. Cette conductance vraie est reliée à celle mesurée expérimentalement dans la première partie, sur une goutte isolée.

Enfin, les valeurs expérimentales de l'efficacité sont comparées aux valeurs calculées, à partir de la connaissance du critère de Péclet et de la conductance vraie de transfert, par le modèle de l'écoulement piston avec dispersion axiale dans la phase continue.

INTRODUCTION

Le procédé d'échange de chaleur par contact direct entre deux liquides immiscibles, qui de plus en plus fait l'objet d'études expérimentales à l'échelle du laboratoire et du semi-pilote, tire son intérêt des avantages qu'il offre sur les échangeurs classiques tubulaires dans le dessalement de l'eau de mer.

La suppression des parois métalliques séparant les deux fluides résout le problème de la corrosion et évite le dépôt de tartre qui entraîne une réduction notable du transfert de chaleur (une couche de 0,5 mm d'épaisseur de tartre entraîne un abaissement de 50 % sur le coefficient de transfert dans un tube de 3 à 4 cm de diamètre). Les premières mesures effectuées dans des colonnes à dispersion ont montré que de grandes efficacités globales peuvent être atteintes. La possibilité de faire fonctionner ces colonnes d'une manière stable en lit dense offrant ainsi une aire de contact 4 à 5 fois supérieure à celle du lit lâche, leur a donné un regain d'intérêt.

Mais si le procédé en lui-même est simple, le choix du liquide utilisé comme agent de réchauffage ou de refroidissement est plus délicat, car celui-ci doit être très peu soluble dans l'eau, sans goût, sans odeur, non toxique et de bas prix. Il doit présenter, en outre, une forte capacité calorifique, une haute température d'ébullition et une faible viscosité. Les hydrocarbures saturés semblent posséder toutes ces caractéristiques [T. 19], mais purs, ils coûtent chers.

Dans le chapitre précédent ont été présentés les résultats relatifs au comportement hydrodynamique d'une colonne à pulvérisation, le système de liquides utilisés étant le kérosène-eau. Dans ce chapitre sont présentés les résultats relatifs à l'efficacité de ce type de colonne fonctionnant en échangeur de chaleur.

La plupart des auteurs [T. 1, 4, 5, 6, 7, 9, 17, 19] qui ont effectué des études de transfert de matière ou de chaleur dans des colonnes à pulvérisation, ont présenté leurs résultats expérimentaux soit en termes de coefficients relatifs à une surface (h), soit en termes de

coefficients relatifs à un volume (h_a où a est l'aire de contact entre les phases par unité de volume de colonne), soit encore en termes de nombre apparent d'unités de transfert $(N_C)_p$. Dans tous ces cas, seules les températures d'entrée et de sortie de chacune des phases étaient mesurées, et la différence logarithmique de leurs écarts considérée. Ceci revient à admettre que les deux phases circulent véritablement à contre-courant, c'est à dire que leur écoulement est un écoulement piston.

Dans ce cas, le bilan calorifique global entre une section quelconque où les températures des deux phases sont T_C et T_D et le haut de la colonne où ces températures sont T_{CE} et T_{DS} , s'écrit :

$$(\rho C_p U)_D (T_{DS} - T_D) = (\rho C_p U)_C (T_{CE} - T_C) \quad (T. 1)$$

Le bilan local s'écrit pour une tranche d'échangeur de hauteur dz :

$$(\rho C_p U)_D dT_D = h_p (T_C - T_D) a \Omega dz \quad (T. 2)$$

où h_p est la conductance apparente de transfert, a l'aire de contact par unité de volume de colonne :

$$a = \beta s_D \quad (T. 3)$$

β étant le taux de retention de la phase dispersée, et s_D l'aire spécifique des gouttes.

Pour des valeurs de R telles que :

$$R = \frac{(\rho C_p U)_D}{(\rho C_p U)_C} = 1 \quad (T. 4)$$

on voit d'après le bilan (T. 1) que :

$$T_C - T_D = T_{CE} - T_{DS} = T_{CS} - T_{DE} = C^{te} \quad (T. 5)$$

Tenant compte de (T. 5) la relation (T. 2) montre que

$\frac{dT_D}{dz} = C^{te}$ si h_p est constant. Les deux profils de température sont donc parallèles et linéaires. La relation (T. 2) intégrée permet de calculer h_p :

$$h_p = \frac{(\rho C_p U)_C}{a \Omega L} \left(\frac{T_{CE} - T_{CS}}{T_{CS} - T_{DE}} \right) \quad (T. 6)$$

Si $R \neq 1$ les profils ne sont plus ni parallèles, ni linéaires, et la conductance apparente de transfert h_p est alors donnée par :

$$h_p = \frac{(\rho C_p U)_C}{a \Omega L} \left(\frac{T_{CE} - T_{CS}}{\Delta T_{Log}} \right) \quad (T. 7)$$

où ΔT_{Log} représente la différence logarithmique des écarts de température aux deux extrémités de la colonne, soit :

$$\Delta T_{Log} = \frac{(T_{CE} - T_{DS}) - (T_{CS} - T_{DE})}{\text{Log} \frac{T_{CE} - T_{DS}}{T_{CS} - T_{DE}}} \quad (T. 8)$$

Le nombre apparent d'unités de transfert défini par :

$$(N_C)_p = \frac{h_p a \Omega L}{(\rho C_p U)_C} \quad (T. 9)$$

permet le calcul de l'efficacité $\eta(o)$ de la colonne, c'est à dire le rapport de la quantité de chaleur transférée d'une phase dans l'autre, à la quantité qui aurait pu l'être, soit :

$$\eta(o) = \frac{T_{CE} - T_{CS}}{T_{CE} - T_{DE}} = R \frac{T_{DS} - T_{DE}}{T_{CE} - T_{DE}} \quad (T. 10)$$

Pour $R = 1$, cette efficacité s'exprime en fonction du nombre apparent d'unités de transfert par :

$$\eta(o) = \frac{(N_C)_p}{1 + (N_C)_p} \quad (T. 11)$$

et pour $R \neq 1$ par :

$$\eta(o) = \frac{\exp \left[\frac{R-1}{R} (N_C)_p \right] - 1}{\exp \left[\frac{R-1}{R} (N_C)_p \right] - \frac{1}{R}} \quad (T. 12)$$

GARWIN et SMITH [T. 4] ont mesuré le coefficient apparent de transfert de chaleur h_p entre l'eau et le benzène, dans une colonne fonctionnant en lit lâche. D'après leurs résultats la conductance apparente de transfert dépend principalement du taux de rétention β de la phase dispersée, ou de la vitesse relative définie par :

$$V_r = \frac{U_D}{\Omega \beta} + \frac{U_C}{\Omega(1-\beta)} \quad (T. 13)$$

WOODWARD [T. 19] a été le premier auteur à signaler la possibilité de faire fonctionner une colonne à pulvérisation en lit dense. De son étude de transfert de chaleur entre l'eau et des hydrocarbures saturés, il apparaît que le coefficient volumétrique apparent de transfert h_a , qui est une fonction croissante du taux de rétention β , décroît brutalement à l'engorgement.

SUKHATME et HURWITZ [T. 17] dans un rapport de l'"Office of Saline Water" proposent une corrélation valable lorsque l'eau est dispersée dans l'huile, et reliant la conductance de transfert de chaleur (calculée par la relation T. 7), au diamètre moyen d des gouttes et au taux de rétention β :

$$Nu_C = \frac{h_C d}{k_C} = 0,96 \left(\frac{V_r d \rho_C}{\mu_C} \right)^{0,6} \beta^{-0,45} \left(\frac{U_C}{\Omega} \right)^{0,23} [1 - \exp(-0,037 \frac{U_C}{\Omega})]$$

(T. 14)

Ces auteurs ont relié leurs résultats expérimentaux obtenus dans une colonne à dispersion non engorgée, à ceux de WILLIAMS [T. 18] relatifs à une goutte unique en mouvement dans une phase continue stationnaire.

Etudiant sur de très grandes colonnes les échanges de chaleur par contact direct entre l'eau de mer et un hydrocarbure, BAUERLE et AHLERT [T. 1] trouvent que le coefficient volumétrique de transfert h_a , est une fonction croissant linéairement avec le taux de rétention en lit lâche. Au-delà de 60 % de rétention, les coefficients augmentent brusquement puis décroissent lorsque les taux de rétention dépassent le taux de rétention correspondant à l'engorgement.

LETAN et KEHAT [T. 9] dans une première étude sur le transfert entre l'eau et le kérosène, obtiennent des coefficients volumétriques en lit dense très supérieurs à ceux obtenus en lit lâche dans les mêmes conditions de débit. Dans une étude récente sur le même système de liquides ces mêmes auteurs [T. 10] présentent un modèle de transfert de chaleur qui suppose que les échanges ont lieu d'une part, dans la partie centrale de la colonne et se font de la goutte entièrement mélangée à son sillage, et d'autre part, à l'entrée de la phase continue par mélangeage total. Ce modèle qui nécessite une estimation du volume du sillage de la goutte [T.8] rend bien compte de leurs types de profils de température, et montre que le transfert dans une colonne à pulvérisation n'est pas contrôlé par la résistance localisée dans l'une ou l'autre phase, mais par l'hydrodynamique et le mélangeage.

Enfin les résultats de GRESKOVICH et Coll. [T. 7] montrent également que pour le transfert de chaleur entre l'eau et le kérosène, dans des colonnes de différentes tailles, le taux de rétention β est le facteur principal de l'efficacité. Celle-ci augmente (5 fois et plus) lorsque β croît de 2 à 84 %. Les résultats sont exprimés sous la forme de

coefficients calculés par la relation [T. 7] et sous la forme de hauteur équivalente à un étage théorique.

Dans cette étude, on a cherché à déterminer non seulement l'efficacité globale d'une colonne à pulvérisation en lit lâche et en lit dense, mais aussi les paramètres contrôlant cette efficacité. Dans ce but, pour chaque couple de débits, la détermination complète du profil de température des deux phases tout le long de la colonne, a été effectuée.

II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET MESURES

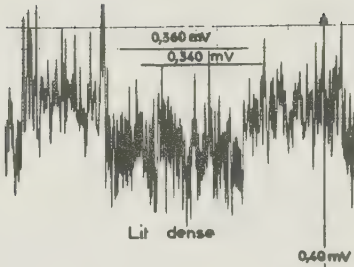


Figure T.1

ENREGISTREMENT de $(T_c - T_d)$

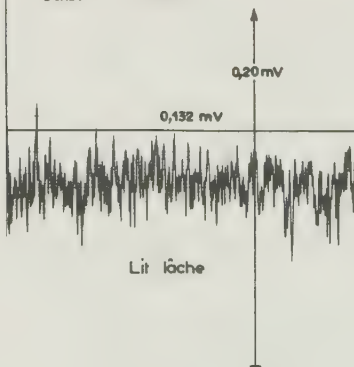
en LIT MIXTE.

$U_D = 213 \text{ l/h}$ $\beta_{\text{Lâche}} = 0,200$

$U_C = 76,6 \text{ l/h}$ $\beta_{\text{Dense}} = 0,620$

$$\frac{(T_c - T_d)_{\text{Dense}}}{(T_c - T_d)_{\text{Lâche}}} = 2,58 \text{ à } 2,73$$

$$\frac{h_{\text{Lâche}}}{h_{\text{Dense}}} = \frac{0,62 \text{ à } 0,67}{0,28} = 2,2 \text{ à } 2,4$$



La première colonne (A) utilisée dans cette étude a servi à l'étude de l'hydrodynamique. Sa description détaillée est donnée dans le chapitre précédent (figure H.2). La colonne, du type ELGIN [T. 2] est en plus, équipée de 23 thermocouples cuivre-constantan dont la localisation est indiquée sur chaque profil de température. Une première série de thermocouples de diamètre extérieur 2,3 mm permet de suivre l'évolution de la température de l'eau, tout le long de la colonne, depuis son entrée (haut), jusqu'à son évacuation (bas). Une deuxième série de thermocouples de diamètre extérieur 1,0 mm, plus sensibles que les précédents permet de mesurer la température des gouttes de kérosène à différents niveaux de la colonne. Pour cela, un dispositif simple utilisant la propriété de mouillabilité des matières plastiques par des liquides organiques rend possible une mesure continue de la température des gouttes. Ce procédé mis au point par LETAN et KEHAT [T. 11] pour la mesure de température des gouttes a été inspiré par une étude d'extraction liquide-liquide entreprise par GIER et HOUGEN [T. 6].

La technique de mesure de la température des gouttes consiste à insérer un thermocouple au centre d'un anneau en polyéthylène de dimensions en rapport avec la taille des gouttes. Les premières gouttes de phase dispersée qui viennent heurter l'anneau, le remplissent, y séjournent, communiquent leur température au thermocouple puis sont chassées par les sui-

vantes, et ainsi de suite. Pour une taille d'anneau donnée, la fréquence de remplacement des gouttes est fonction de leur vitesse, de leur taille et du taux de rétention de la phase dispersée. De cette sorte, le thermocouple est constamment en contact avec la phase dispersée (voir photographie H. 1), mais du fait du temps de séjour - si minime soit il - des gouttes dans l'anneau, les courbes de variation de la température des gouttes en fonction du temps, présentent d'une manière régulière des maxima et des minima (voir figure T. 1). Dans toutes nos manipulations, la phase dispersée étant la phase froide, la température indiquée par les minima a été prise comme la température réelle des gouttes. Un thermocouple de fin diamètre et d'une grande sensibilité est nécessaire pour avoir une bonne réponse. Tous les thermocouples utilisés sont fréquemment testés dans l'air et dans l'eau. L'enregistrement des indications des deux séries de thermocouples se fait sur un potentiomètre multidirections (12 voies, dont le nombre est doublé à l'aide d'un commutateur) et dure une demi-heure et souvent plus, après avoir atteint le régime permanent.

La colonne de section carrée extérieurement et circulaire intérieurement, présente une épaisseur de plexiglas suffisante qui ne nécessite pas d'isolation thermique. Toutefois, les expériences où le bilan calorifique de la phase continue (chaude) diffère de plus de 10 % de celui de la phase dispersée, n'ont pas été retenues.

Des mesures analogues ont été faites sur une deuxième colonne (B) comprenant les mêmes sections extrêmes et de longueur deux fois plus petite que la colonne (A) (deux blocs au lieu de quatre). La taille des gouttes et le taux de rétention de la phase dispersée ont été supposés égaux à ceux obtenus dans la colonne (A), pour un même couple de débits de liquides et pour le même distributeur de gouttes.

Dans toutes les expériences, pour raison de commodité expérimentale, la phase dispersée (kérosène) a été utilisée généralement à la température ambiante et la phase continue chauffée. La température d'entrée dans la colonne a varié entre 48 et 66° C pour la phase continue, et entre 10 et 38° C pour la phase dispersée.

L'étude de l'hydrodynamique faite préalablement, permet quel que soit le couple de débits choisi, de prévoir la taille moyenne des gouttes et le taux de rétention de la phase dispersée en lit lâche et en lit dense. La connaissance des profils de température de chacune des phases liquides, permet de déterminer l'influence de la dispersion axiale et de la conductance réelle de transfert sur l'efficacité de la colonne.

III

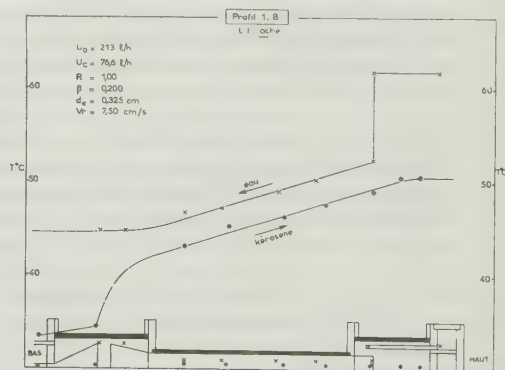
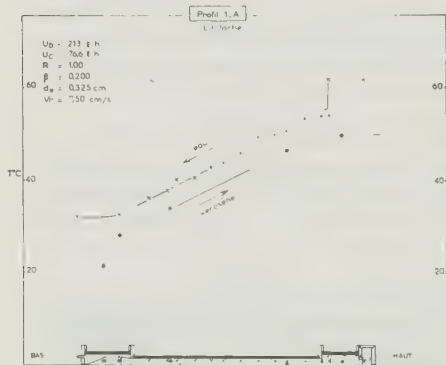
PROFILS TYPES DE TEMPERATURE

OBTENUS DANS DIFFERENTES CONDITIONS

Quelques profils types de température, obtenus dans les deux colonnes (A) et (B), dans différentes conditions de fonctionnement, sont présentés ci-dessous.

Profils 1A et 1B

Ces deux profils ont été obtenus respectivement dans les colonnes (A) et (B) fonctionnant en lit lâche, le paramètre R (relation T. 4) étant égal à 1. Dans les deux cas, le profil de la phase continue est pratiquement linéaire dans la partie centrale de la colonne ; il présente un saut à l'entrée (haut de la colonne) et devient plat à la sortie (bas de la colonne). Le profil de la phase dispersée est également linéaire et est sensiblement parallèle au profil de la phase continue. Il devient également plat en haut de colonne (sortie de la phase dispersée) mais ne présente pas de saut notable en bas de colonne (entrée de la phase dispersée).



L'examen des profils obtenus dans ces conditions (lit lâche $R = 1$), montre que le saut de température de la phase continue à son entrée dans la colonne proprement dite, diminue quand le taux de rétention de la phase dispersée augmente. Une deuxième observation se dégage de l'ensemble des profils du type 1A et 1B : le gradient de température entre les deux phases, $(T_C - T_D)$, constant dans la partie centrale de la

colonne diminue quand le taux de rétention augmente et dépend principalement du gradient régnant en bas de colonne, c'est à dire de $(T_{CS} - T_{DE})$ pour une même température d'entrée de la phase continue T_{CE} .

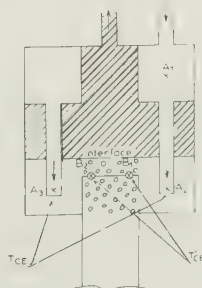
Pour la phase dispersée, une petite élévation de température est notée entre le moment où les gouttes sont encore dans le distributeur et le moment où elles s'y détachent. Expérimentalement, il est impossible d'atteindre la vraie température des gouttes à leur sortie du distributeur puisqu'un temps de séjour dans l'anneau qui les capte, est nécessaire. De plus, malgré la précaution prise en remplissant le distributeur de billes de verre, de manière à réduire le transfert de chaleur qui s'effectue à travers sa surface ainsi que les chemins préférentiels de la phase dispersée, les indications du thermocouple muni de son anneau-captateur, diffèrent suivant la position de ce dernier par rapport à l'axe de la colonne. Mais du fait de la formation très rapide des gouttes (à partir d'un certain débit de phase dispersée, c'est un jet continu qui se rompt en gouttelettes, voir à ce sujet le chapitre sur l'hydrodynamique), on ne peut attribuer ce petit saut à un transfert pendant la formation.

Remarque :

Les premiers essais qui ont permis de mettre en évidence l'existence d'un saut de température à l'entrée de la phase continue dans la colonne, ont également souligné les précautions à prendre pour bien mesurer ce saut.

La température d'entrée de la phase continue avant tout contact avec la phase dispersée, est mesurée simultanément aux trois points A_1 , A_2 et A_3 . Sauf pour les très faibles débits, la température indiquée en A_2 et A_3 est la même que celle indiquée en A_1 (les deux tubes d'arrivée de l'eau, initialement en inox ont été remplacés par deux épais tubes en lucoflex, de manière à éviter les pertes).

La température d'entrée de la phase continue dans la colonne proprement dite, après le premier contact de la phase dispersée, T'_{CE} , est mesurée au sommet du déversoir en B_1 et B_2 par deux thermocouples (l'un de gros diamètre, l'autre de petit diamètre). Les points B_1 et B_2



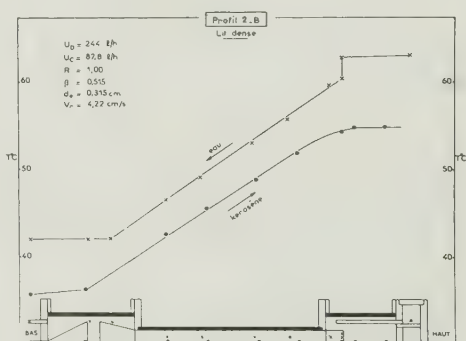
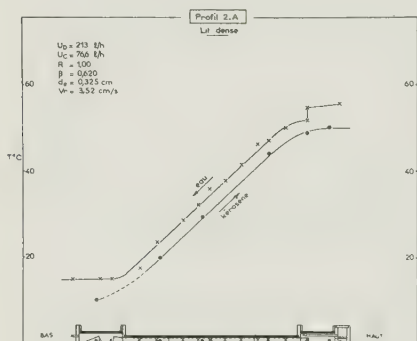
ont été choisis près de la paroi car, lorsque le lit est dense, l'interface étant au niveau supérieur du déversoir, l'eau s'écoule en filets le long de la paroi ; les thermocouples sont alors constamment baignés de phase continue et la température qu'ils indiquent, est bien celle de la phase continue et non celle de la mousse qui occupe la partie supérieure du déversoir.

Profils 2A et 2B

Toujours pour $R = 1$ mais contrairement aux précédents, ces deux profils ont été obtenus l'un dans la colonne (A) et l'autre dans la colonne (B), celles-ci étant occupées totalement par un lit dense. Dans chacun des cas, les profils des deux phases sont encore pratiquement linéaires et parallèles, mais le saut enregistré à l'entrée de la phase continue, est plus réduit que dans le cas des profils 1A et 1B, obtenus en lit lâche (comparer 1A et 2A obtenus dans les mêmes conditions de débit).

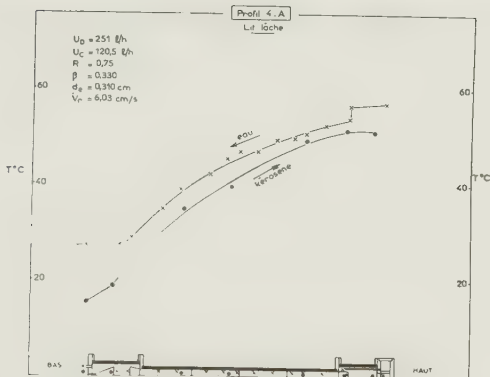
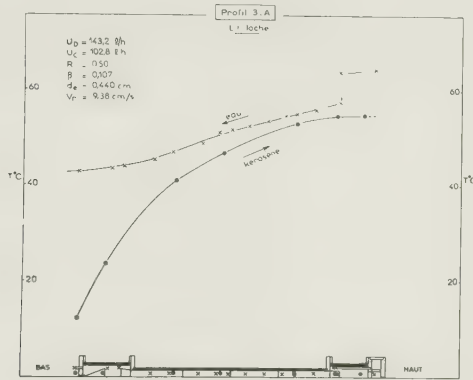
Remarque :

Comme nous l'avons signalé dans la remarque précédente, en lit dense, l'eau se déverse par filets le long de la paroi, ce qui crée au sommet de la colonne, une forte turbulence. Celle-ci se traduit, sur le profil de la phase continue, par une zone de quelques centimètres de longueur, où l'on peut considérer que le mélangeage est parfait (profil presque plat). Cette zone très accusée pour les très faibles débits, se réduit au fur et à mesure que les débits augmentent.



Profils 3A et 4A

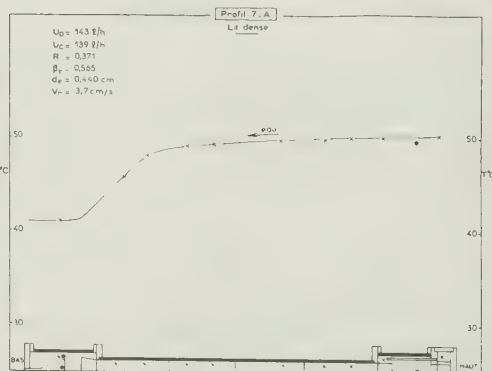
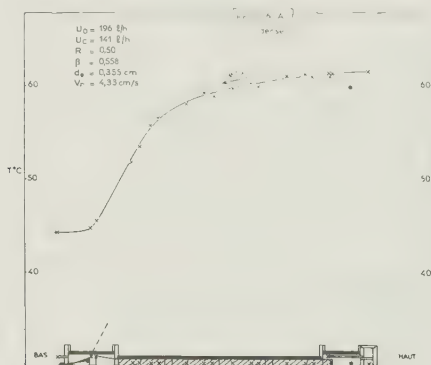
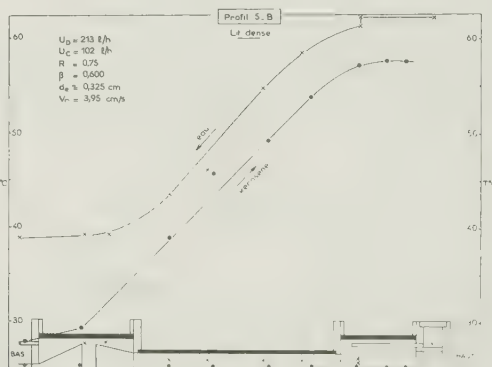
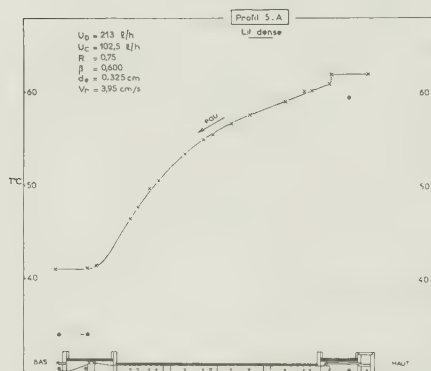
Ces deux profils ont été obtenus dans la colonne (A) pour une valeur de R inférieure à 1. Contrairement aux cas $R = 1$ où les profils sont linéaires et parallèles, pour $R < 1$, les profils ont une allure exponentielle dans la partie centrale de la colonne. La phase continue présente encore un saut de température à son entrée dans la colonne, la grandeur de ce saut étant fonction des débits et des températures extrêmes des deux phases. Enfin, le gradient de température, $(T_C - T_D)$ qui est constant lorsque $R = 1$, diminue de bas en haut de la colonne lorsque R est inférieur à 1.



Profils 5A, 5B, 6A et 7A

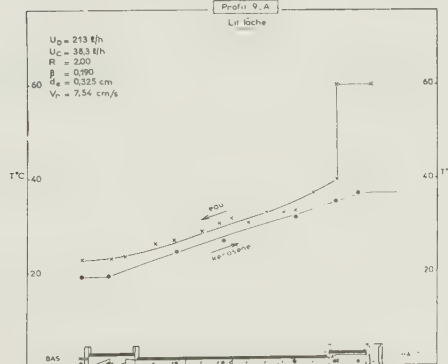
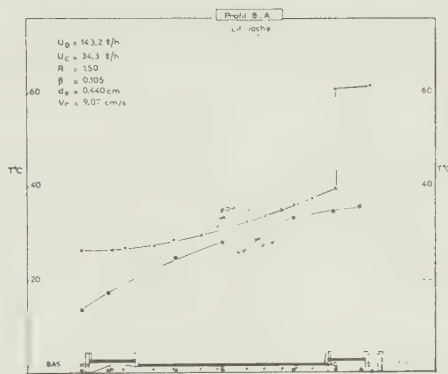
Les profils 5A et 5B ont été obtenus pour les mêmes débits et pour la même valeur de $R = 0,75$, l'un dans la colonne (A), l'autre dans la colonne (B), celles-ci fonctionnant en lit dense. Comme pour les profils en lit lâche, leur allure est exponentielle, mais les sauts de température à l'entrée de la phase continue sont plus réduits qu'en lit lâche.

Les profils 6A et 7A obtenus pour un lit dense dans la colonne (A), le premier pour un rapport $R = 0,50$ et le second pour un rapport $R = 0,371$ présentent un saut quasiment nul. Au fur et à mesure que R diminue l'exponentielle s'aplatit davantage, et tout l'échange de chaleur s'effectue brutalement en bas de colonne (voir le profil 7A notamment).



Profils 8A et 9A

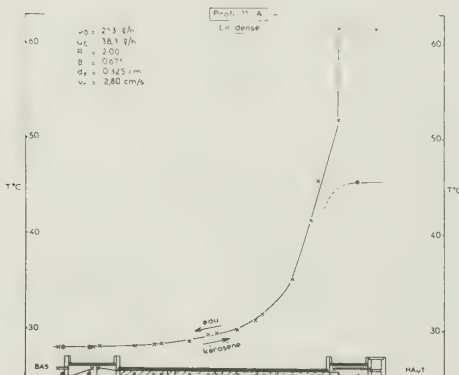
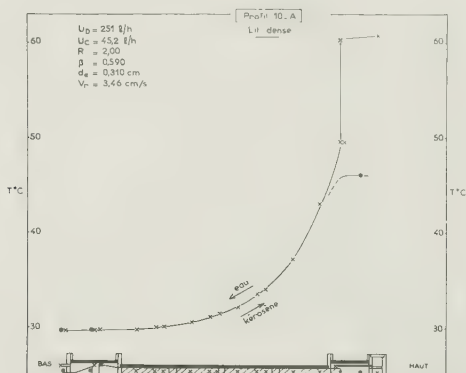
La valeur du rapport R est de 1,5 pour le profil 8A et de 2 pour le profil 9A, obtenus tous deux dans la colonne (A). Le rapport R étant supérieur à 1, le débit de la phase continue est faible par rapport à celui de la phase dispersée. Comme pour les cas où R est inférieur à 1, le profil de la phase continue a une allure exponentielle dans la partie centrale de la colonne, mais présente une concavité vers le bas. Le saut de température en haut de colonne est très grand et le gradient ($T_C - T_D$) est faible.



Profils 10A et 11A

Ces deux profils sont obtenus pour un même rapport $R = 2$ dans la colonne (A) fonctionnant en lit dense. Comme pour les lits lâches obtenus lorsque $R > 1$, le profil de la phase continue a une allure exponentielle avec un début très abrupt. Le saut en haut de colonne est encore grand, mais néanmoins plus faible que dans les profils obtenus en lit lâche dans les mêmes conditions (comparer notamment les profils 9A et 11A obtenus pour les mêmes débits et pour environ une même température d'entrée de la phase continue).

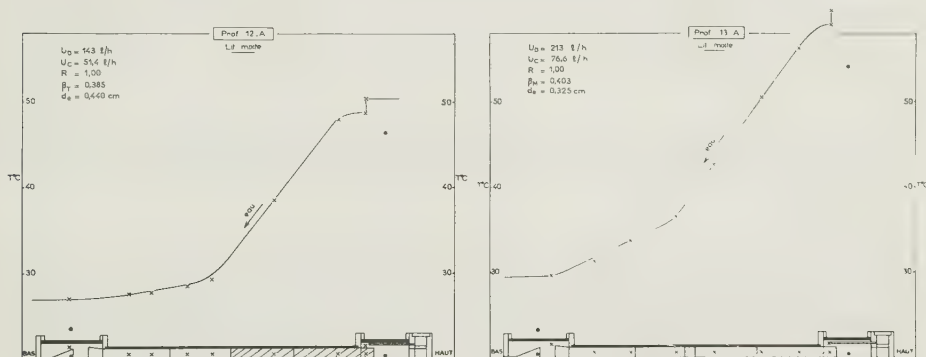
Le profil de la phase dispersée est confondu avec celui de la phase continue sur la majeure partie de la colonne. Seule en haut de colonne une différence apparaît.



Profils 12A et 13A

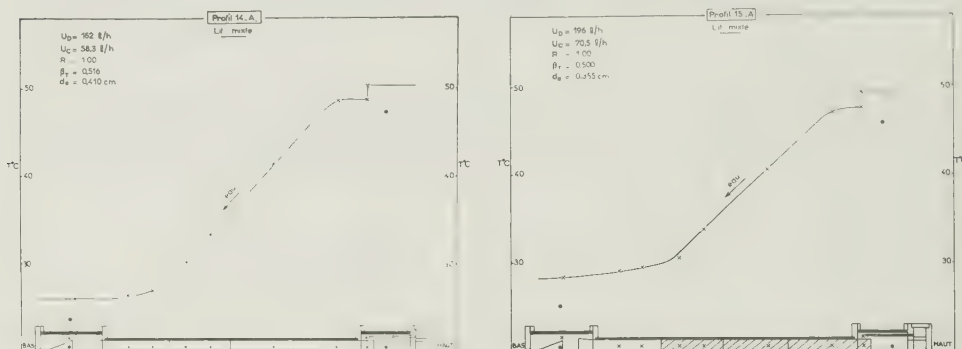
Ces deux profils ont été obtenus pour $R = 1$ dans la colonne (A) fonctionnant en lit mixte, les deux blocs supérieurs étant occupés par un lit dense et le reste de la colonne par un lit lâche. Dans chacune de ces deux régions, le profil de la phase continue est linéaire, et présente une grande pente pour le lit dense, et une faible pente pour le lit lâche. Cette double linéarité du profil concorde avec la linéarité trouvée séparément pour les lits denses et les lits lâches pour lesquels $R = 1$, et dont quelques profils ont été présentés précédemment (voir 1A, 1B et 2B).

Comme pour les lits denses, en lit mixte, le saut de température à l'entrée de la colonne proprement dite est faible. De même, une zone de hauteur réduite, où la température est constante existe lorsque les débits sont faibles.



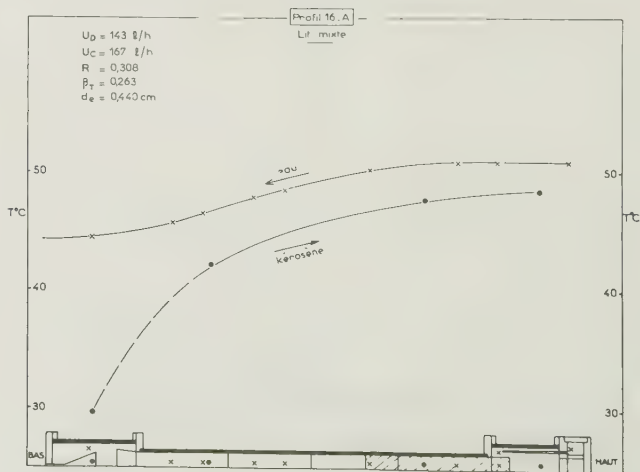
Profils 14A et 15A

Comme les précédents (12A et 13A) les profils 14A et 15A ont été obtenus pour $R = 1$ dans la colonne (A). Les trois blocs supérieurs étant occupés par un lit dense. Les mêmes constatations que précédemment peuvent être faites, en particulier la linéarité du profil en lit dense, la présence d'un saut réduit et d'une zone de mélangeage en haut de colonne.



Profil 16A

Pour une valeur de $R = 0,308$, ce profil a été obtenu dans la colonne (A) fonctionnant en lit mixte. Comme pour les lits denses où $R < 1$, le saut de température à l'entrée de la phase continue est inexistant, et comme pour les lits lâches, l'allure du profil est une exponentielle.



L'examen de l'ensemble des profils de température des deux phases, obtenus dans les colonnes (A) et (B), et dont quelques uns ont été présentés ci-dessus, conduit à rejeter l'hypothèse de l'écoulement piston.

En effet, pour la phase continue, un saut très net est enregistré entre sa température d'entrée dans la colonne avant tout contact avec les gouttes, et sa température au sommet de la colonne proprement dite, après le premier contact avec les gouttes. De plus, si le bilan calorifique global entre les sections extrêmes est aux pertes près satisfait, il n'en est plus de même du bilan entre une extrémité et une section quelconque. De ces deux constatations on déduit qu'au transfert de chaleur entre les deux phases, se superpose un phénomène analogue à une dispersion axiale, prépondérant dans la phase continue, et qui se traduit par une discontinuité de la température à l'entrée de la phase continue dans la colonne.

Plusieurs auteurs signalent l'existence d'une telle discontinuité dans le gradient de concentration ou de température à l'entrée de la phase continue dans une colonne à pulvérisation.

GEANKOPLIS et HIXSON [T. 5], dans une étude de transfert de matière ont noté une discontinuité dans le gradient de concentration au sommet de la colonne à l'entrée de la phase continue, mais aucun effet analogue à l'entrée de la phase dispersée. Un changement dans la forme des arrivées d'eau (phase continue), de manière à changer la distribution de l'eau, n'a pratiquement eu aucun effet sur le saut enregistré. Le même résultat a été obtenu en adoptant différentes extrémités de la colonne. Le changement de position des entrées d'eau par rapport à l'interface, n'a également pas modifié le saut. Ces résultats ont fait conclure que cet effet à l'entrée de la phase continue est causé par la turbulence des gouttes venant coalescer à l'interface et est seulement une fonction de la tension interfaciale.

De tels sauts ont été également observés par GIER et HOUGEN [T. 6] dans une étude de transfert de matière dans une colonne à pulvérisation et dans une colonne à garnissage. L'effet est beaucoup plus accentué pour la phase continue que pour la phase dispersée, et l'est également plus dans les colonnes à pulvérisation que dans les colonnes à garnissage. Les auteurs notent que le mélangeage qui a lieu dans la phase continue dépend principalement de la vitesse relative des deux phases liquides. Pour une même vitesse superficielle d'eau (phase continue), lorsque la vitesse de l'éther (phase dispersée) augmente, le saut de la phase continue augmente.

LETAN et KEHAT [T. 12] étudiant les effets de mélangeage dans une colonne à dispersion fonctionnant en échangeur de chaleur, ont également enregistré un saut de température à l'entrée de la phase continue. Ils attribuent ce saut au mélangeage qui a lieu dans la colonne. Celui-ci serait contrôlé par le profil des vitesses aux faibles taux de rétention, et causé par les sillages des gouttes aux forts taux de rétention. Ces auteurs notent que le saut qui est une fonction de β et de R , présente une valeur minima, pour laquelle le produit $V_r d$, produit de la vitesse relative et du diamètre des gouttes, est aussi minima.

MIXON et coll. [T. 15] ont effectué des mesures de dispersion axiale dans des colonnes à pulvérisation fonctionnant en échangeurs de chaleur par contact direct entre deux phases liquides, dans des conditions voisines de l'engorgement et en lit dense.

IV

MODELE DE L'ÉCOULEMENT PISTON

AVEC DISPERSION AXIALE DANS L'UNE DES PHASES

Un modèle général d'écoulement piston avec dispersion axiale dans les deux phases, applicable aussi bien en transfert de matière qu'en transfert de chaleur, a été proposé par MIYAUCHI [T. 13], SLEICHER [T. 16] et repris par MIYAUCHI et VERMEULEN [T. 14].

Ce modèle suppose principalement que la dispersion axiale peut être décrite par la loi de FICK, que la phase dispersée peut être considérée comme une seconde phase continue, que les deux phases circulent avec des vitesses uniformes $\frac{U}{2}C$ et $\frac{U}{2}D$, que dans une section de la colonne, la température (ou la concentration) de chacune des phases est constante et que pour chaque phase, la diffusivité longitudinale α ne varie ni dans une section de la colonne, ni avec sa longueur.

Dans ces conditions, les équations de base s'obtiennent en ajoutant à l'équation de bilan local calorifique de chacune des phases (voir équation T. 2 valable pour l'écoulement piston), un terme qui traduit l'effet de la dispersion axiale.

Dans les colonnes à pulvérisation, le phénomène de dispersion longitudinale peut résulter :

- de la turbulence créée dans la phase continue par l'ascension des gouttes.
- de l'entraînement de la phase continue dans les sillages des gouttes.
- de la vraie diffusion moléculaire
- de la diffusion turbulente axiale
- de la distribution des temps de séjour des gouttes
- de l'effet des parois et de la distribution de taille des gouttes, qui crée une nonuniformité des vitesses.

L'analyse des profils expérimentaux et les observations visuelles faites au cours des expériences conduisent à admettre que seule la phase continue est le siège d'une dispersion longitudinale, les gouttes présentant une distribution des temps de séjour.

Les équations s'écrivent alors respectivement pour la phase

continue et la phase dispersée :

$$(\alpha \rho C_p)_C \frac{d^2 T_C}{dz^2} + \left(\frac{U}{\Omega} \rho C_p \right)_C \frac{dT_C}{dz} - h a (T_C - T_D) = 0 \quad (T. 15)$$

$$- \left(\frac{U}{\Omega} \rho C_p \right)_D \frac{dT_D}{dz} + h a (T_C - T_D) = 0 \quad (T. 16)$$

où T représente la température d'une phase à la section de cote z , α la diffusivité thermique longitudinale, U/h la vitesse superficielle d'une phase, a l'aire de contact des gouttes par unité de volume, et h la conductance de transfert de chaleur.

Les conditions aux limites s'obtiennent en écrivant que le flux de chaleur à l'extérieur de la colonne est égal à la somme du flux de chaleur à l'intérieur de la colonne, et du flux de chaleur perdu par dispersion longitudinale. Ces conditions sont plus connues dans la littérature sous le nom de DANCKWERTS [T. 3].

Avec l'hypothèse de la dispersion axiale uniquement dans la phase continue, elles s'écrivent (voir figure T. 2) :

$$\text{à } z = L \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{U}{\Omega} \rho C_p \right)_C T_{CE} = \left(\frac{U}{\Omega} \rho C_p \right)_C T'_{CE} + (\alpha \rho C_p)_C \left[\frac{dT_C}{dz} \right]_{z=L} \\ \frac{dT_D}{dz} = 0 \end{array} \right. \quad (T. 17)$$

$$(T. 18)$$

$$\text{à } z = 0 \left\{ \begin{array}{l} \frac{dT_C}{dz} = 0 \\ T_{DE} - T'_{DE} = 0 \end{array} \right. \quad (T. 19)$$

$$(T. 20)$$

En introduisant les variables sans dimensions :

$$\xi = \frac{z}{L} \quad \eta_C = \frac{T_{CE} - T_C}{T_{CE} - T_{DE}} \quad \eta_D = \frac{T_{CE} - T_D}{T_{CE} - T_{DE}} \quad (T. 21)$$

et en définissant pour la phase continue les nombres adimensionnels, le nombre d'unités de transfert vrai N_C (voir relation T. 9) et le nombre de Péclet, Pe_C , rapporté à la longueur de la colonne L :

$$Pe_C = \frac{U_C L}{\Omega \alpha_C} \quad (T. 22)$$

les équations (T. 15) et (T. 16) et leurs conditions aux limites devien-

nent :

$$\frac{1}{Pe_C} \frac{d^2 \eta_C}{d\xi^2} - \frac{d\eta_C}{d\xi} + N_C (\eta_C - \eta_D) = 0 \quad (T. 23)$$

$$\frac{d\eta_D}{d\xi} - \frac{N_C}{R} (\eta_C - \eta_D) = 0 \quad (T. 24)$$

$$\text{à } \xi = 1 \left\{ \begin{array}{l} \eta_C(1) = -\frac{1}{Pe_C} \eta'_C(1) \\ \eta'_D(1) = 0 \end{array} \right. \quad (T. 25)$$

$$(T. 26)$$

$$\text{à } \xi = 0 \left\{ \begin{array}{l} \eta'_C(0) = 0 \\ \eta_D(0) = 1 \end{array} \right. \quad (T. 27)$$

$$(T. 28)$$

Les équations différentielles ont été résolues dans le cas général et dans des cas particuliers par différents auteurs [T. 14, T. 16]. Nous ne donnerons pas ici les différentes solutions mais nous retiendrons seulement que les conditions aux limites (équation T. 25) montrent que pour la phase continue, il existe une relation entre la pente à l'origine de son profil, le saut de température à son entrée dans la colonne proprement dite, et le nombre sans dimension Pe_C . Celui-ci traduit le degré de mélangeage dans la phase continue. Lorsque $Pe_C = \infty$, le saut de température est nul et il n'y a pas de dispersion axiale : l'écoulement est "piston". Au contraire, lorsque $Pe_C = 0$ le saut atteint son maximum : il y a mélangeage parfait.

L'influence de la dispersion axiale sur le transfert de chaleur entre les deux phases liquides est mise en évidence sur la figure

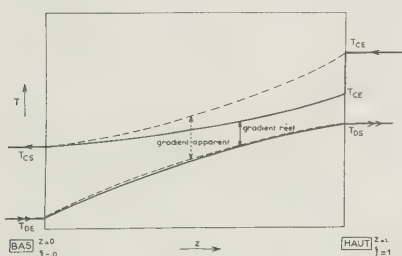


Figure T.2
PROFILES de TEMPERATURE
--- écoulement piston.
— écoulement piston avec dispersion axiale dans la phase continue.

T.2 qui représente d'une part les profils de température pour un écoulement piston, et d'autre part les profils pour un écoulement avec dispersion axiale dans l'une des phases. Le gradient de température est plus grand pour l'écoulement piston, et le nombre d'unités de transfert correspondant est plus petit que le nombre d'unités de transfert réel :

$$N_C \text{ réel} > N_C \text{ mesuré} > N_C \text{ piston} \quad (T.29)$$

La connaissance des profils des deux phases permet de calculer deux gran-

deurs :

1° - Le nombre de Pe_C qui se calcule par la relation (T. 25) à

partir du saut de température et de la pente à l'origine du profil de la phase continue.

2° - La conductance réelle de transfert de chaleur h entre les deux phases, déduite de l'équation (T. 16) écrite sous la forme :

$$h = \frac{\left(\frac{U}{\Omega} \rho C_p\right)_D \frac{dT_D}{dz}}{6/d \beta (T_C - T_D)} \quad (T. 16)$$

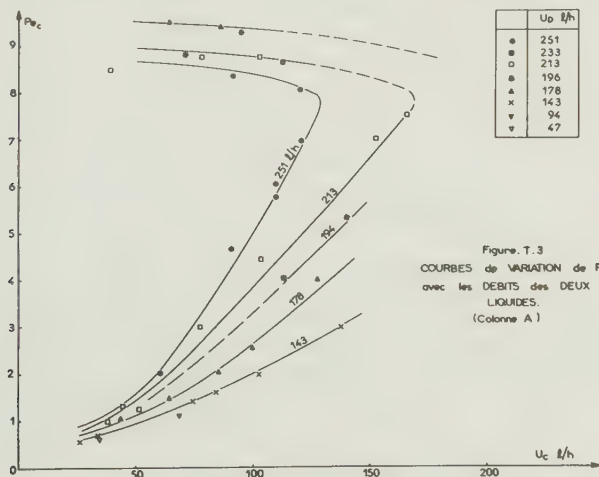
Ainsi la connaissance du profil de la phase continue fournit un critère de mélangeage de cette phase dans la colonne, et la connaissance du profil de la phase dispersée permet l'évaluation de la conductance effective de transfert entre les deux phases. Les résultats expérimentaux relatifs à ces deux grandeurs sont présentés ci-dessous, l'ensemble des conditions expérimentales (débits, taux de rétention, aire spécifique, températures des deux phases aux sections extrêmes de la colonne) et des résultats étant consignés dans les tableaux T. I et T. II.

Critère de Péclet

La relation (T. 25) montre que pour évaluer le nombre de Pe_C , la connaissance du saut de température $\eta_C(l)$, et de la pente à l'origine du profil de température de la phase dispersée $\eta'_C(l)$ est indispensable. Si la mesure du saut de température ne pose qu'un problème expérimental, la pente à l'origine est délicate à déduire des profils lorsque $R \ll 1$ les profils étant des exponentielles aplaties (voir profil 6A), et lorsque $R \gg 1$ les profils étant au contraire abruptes (voir profil 10A). Lorsque $R = 1$ comme nous l'avons noté, les profils sont sensiblement linéaires (voir profil 1A) et le calcul de Pe_C se fait sans ambiguïté.

Plusieurs séries de mesures ont été effectuées avec différents couples de débits dans la colonne (A), fonctionnant en lit lâche et en lit dense. Sur la figure T. 3 sont représentées les variations du nombre de Péclet relatif à la phase continue Pe_C en fonction du débit de la phase continue U_C , le paramètre étant U_D , le débit de la phase dispersée.

En lit lâche, pour un débit U_D donné, le nombre de Péclet croît fortement lorsque le débit de la phase continue U_C croît : la dispersion axiale diminue donc lorsque le débit de la phase continue croît. De même pour un débit U_C donné de la phase continue, Pe_C croît lorsque U_D croît. La dispersion axiale diminue donc lorsque l'un des débits croît, soit lorsque le taux de rétention β de la phase dispersée croît.

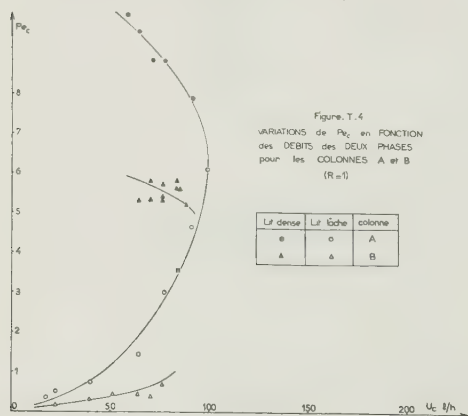


En lit dense, pour un débit U_D donné, Pe_C croît légèrement lorsque U_C décroît. De même pour un débit donné U_C , Pe_C croît lorsque U_D décroît. La dispersion axiale diminue donc lorsque l'un des débits décroît, soit lorsque le taux de rétention β de la phase dispersée croît.

En résumé, Pe_C croît notablement (donc la dispersion axiale diminue) en lit lâche, et très peu en lit dense, quand le taux de rétention β croît. La configuration du lit dense présente une structure ordonnée et l'écoulement diphasique liquide-liquide peut être comparé à un écoulement monophasique de phase continue, à travers un garnissage constitué de gouttes jointives possédant un faible mouvement propre de translation.

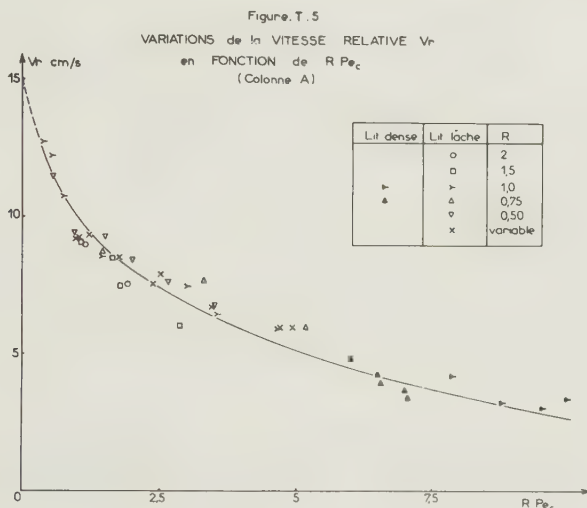
On remarquera la similitude des allures des courbes de la figure T. 3 et de celles donnant les variations de β avec les débits (figure H. 4). La liaison des branches inférieures (lit lâche) et des branches supérieures (lit dense) des courbes de la figure T. 3 correspondant pour chaque couple de débits à l'état d'engorgement. Aucune mesure n'a été faite dans ces conditions.

Lorsque le débit de la phase continue est nul, chacune des courbes caractérisées par une valeur constante du débit U_D de la phase dispersée, extrapolée pour $U_C = 0$ fournit deux valeurs de Pe_C , l'une correspondant au lit lâche et l'autre au lit dense. En lit lâche, la valeur de Pe_C est très faible : la phase continue est très mélangée quoique son débit soit nul. Ceci s'explique par le fait que chaque goutte de kérosène qui monte, entraîne dans son sillage [T. 8] un volume important de phase continue, et qu'elle renouvelle durant son ascension. Ce mélangeage est d'autant plus grand que le débit de la phase dispersée est plus faible, c'est à dire que le nombre de gouttes est plus faible. Quand celui-ci croît, les gouttes se gênent mutuellement et la quantité de phase continue que chacune d'elles transporte, décroît : le mélangeage diminue alors. En lit dense et toujours pour un débit nul de phase continue, le grand nombre de gouttes, leur faible vitesse, et la structure ordonnée du lit, font que le mélangeage est faible (Pe_C élevé).



Quelques mesures ont été faites dans la colonne (B) (de hauteur deux fois plus petite que la colonne (A) mais avec les mêmes extrémités) en lit lâche et en lit dense, mais seulement pour des débits tels que $R = 1$. En lit lâche les valeurs de Pe_C déduites de ces profils sont dans les mêmes conditions de débits, beaucoup plus faibles (4 à 5 fois) que celles obtenues dans la colonne (A) (figure T. 4). Le mélangeage

est donc plus accentué lorsque la longueur de colonne diminue. En lit dense, les valeurs de Pe_C sont comprises entre 5 et 6, et sont environ deux fois plus faibles que celles correspondant à la colonne (A) de longueur double. Ceci revient à dire que l'état de mélangeage de la phase continue est le même dans la colonne (A) que dans la colonne (B) (α garde la même valeur). La figure T. 5 rassemble les résultats relatifs au nombre Pe_C . Cette figure présente une corrélation reliant le nombre sans



dimension $R Pe_C$, qui traduit le mélangeage dans la colonne, et la vitesse relative V_r des deux phases, qui traduit l'état hydrodynamique de la colonne. Quel que soit le mode d'écoulement (lit lâche, lit dense) et quelle que soit la valeur de R , les points expérimentaux représentant tous les résultats obtenus dans la colonne (A), se placent sur une courbe unique qui tend pour les faibles valeurs de $R Pe_C$ vers V_r^∞ (voisine de 15 cm/s), la vitesse d'ascension d'une goutte unique. Au contraire, $R Pe_C$ croît infiniment lorsque V_r tend vers une valeur nulle c'est à dire lorsque le taux de rétention β approche de sa valeur maxima, 1. Cette figure exprime donc bien un fort mélangeage en lit lâche (β faible, V_r grand) et un mélangeage insignifiant en lit dense (β grand, V_r faible).

Nos résultats sont en accord avec ceux obtenus par MIXON et coll. [T. 15] qui, utilisant la technique des traceurs radioactifs, ont mesuré le critère de dispersion axiale dans chacune des phases liquides. Opérant dans trois colonnes de dimensions différentes, en lit dense et dans des conditions voisines de l'engorgement, ils trouvent que lorsque le diamètre de la colonne augmente, le mélangeage augmente dans la phase

continue et ne change pratiquement pas dans la phase dispersée. En lit lâche (50 %), la phase dispersée est moins mélangée qu'à l'engorgement, alors que la phase continue l'est plus. Pour la colonne de dimensions voisines de notre colonne (A), MIXON et coll. trouvent une valeur de 10 pour Pe_C en lit dense et une valeur de 8 à l'engorgement, valeurs dont la comparaison avec nos résultats expérimentaux est très satisfaisante.

Ces résultats expérimentaux montrent que la dispersion longitudinale est un phénomène non négligeable dans les colonnes à pulvérisation. Le mélangeage de la phase continue est plus fort en lit lâche qu'en lit dense. Il augmente en lit lâche et reste sensiblement le même en lit dense, lorsque la longueur de la colonne diminue. On n'observe pas de dispersion axiale dans la phase dispersée ; par contre, les gouttes présentent une distribution des temps de séjour.

Conductance de transfert

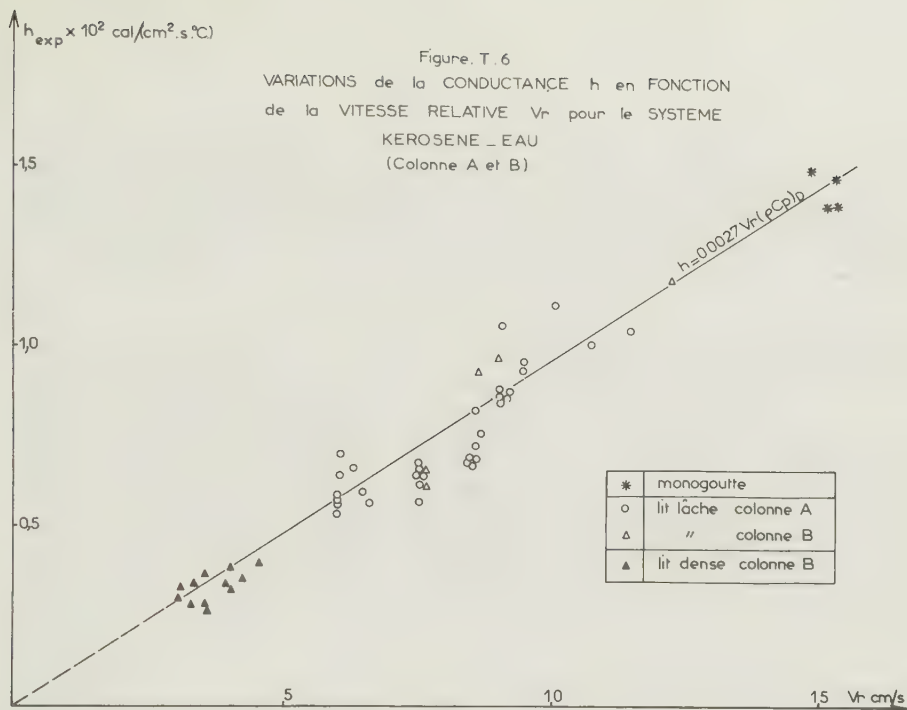
Parallèlement au calcul de Pe_C , pour chaque couple de débits, la valeur de la conductance h est déduite par la relation (T. 16). L'étude de l'hydrodynamique fournit le taux de rétention β de la phase dispersée et le diamètre moyen d des gouttes ; le profil de la phase dispersée fournit dT_D/dz , et l'ensemble des deux profils fournit le gradient $(T_C - T_D)$.

Lorsque $R = 1$, comme nous l'avons vu, les profils des deux phases sont sensiblement linéaires et parallèles. Le gradient $(T_C - T_D)$ ainsi que la pente dT_D/dz sont constants. La conductance h est aussi constante tout le long de la colonne proprement dite.

Lorsque R est différent de 1, pour chaque couple de profils, le calcul de h a été fait en deux ou trois sections de la colonne, en prenant une pente moyenne et une valeur moyenne pour $(T_C - T_D)$. Les valeurs de h calculées pour les différentes sections de la colonne concordent parfaitement ; autrement dit comme pour $R = 1$, la conductance de transfert est constante tout le long de la colonne.

La figure T. 6 représente les variations du coefficient de transfert h en fonction de la vitesse relative des gouttes V_r . Les points expérimentaux correspondent aux mesures faites en lit lâche et en lit dense dans les colonnes (A) et (B). On notera d'une part, que les deux colonnes fournissent des valeurs de h concordantes, et d'autre part, que les valeurs obtenues en lit dense, plus faibles que celles obtenues en lit lâche, les prolongent convenablement.

Enfin, sur cette même figure, nous avons reporté les résultats obtenus indépendamment sur des gouttes isolées de kérosène chaud montant dans de l'eau (voir le système II dans la première partie).



L'extrapolation des valeurs de h obtenues dans la colonne à dispersion à celles obtenues pour une goutte unique est excellente et corrobore le mode de dépouillement de nos résultats.

La conductance de transfert h entre les deux phases est une fonction linéaire de V_r , comme la conductance de transfert entre une goutte et la phase continue stationnaire est une fonction linéaire de la vitesse de déplacement d'une goutte :

$$h = 0,0027 V_r (\rho Cp)_D \quad (T. 30)$$

Ce résultat est en accord avec ceux obtenus sur tous les 13 systèmes de liquides utilisés dans l'étude de la monogoutte. La conductance semble également ne pas dépendre de la taille des gouttes, du moins dans l'intervalle décrit dans cette étude. La valeur de la constante diffère quelque peu de celle obtenue dans la première partie et relative aux systèmes de liquides où la phase continue est constituée par l'eau. Cet écart peut s'expliquer par une résistance de la phase continue, qui abaisse la conductance totale.

Une autre conclusion s'impose, le lit dense n'offre pas une grande conductance de transfert, bien au contraire. Seule sa grande surface d'échange due à la grande valeur de son taux de rétention, fait sa grande efficacité.

Nous avons signalé en présentant quelques profils de lit mixte (voir profils 12A, 13A) que lorsque $R = 1$, le profil de la phase continue est pratiquement linéaire dans chacune des fractions de la colonne, occupées par le lit lâche et par le lit dense. Nous constatons que le rapport des pentes est égal au rapport des taux de rétention de la phase dispersée, en lit dense et en lit lâche, soit :

$$\frac{\beta_{\text{dense}}}{\beta_{\text{lâche}}} = \frac{[dT/dz]_{\text{dense}}}{[dT/dz]_{\text{lâche}}} \quad (\text{T. 31})$$

Or, en appliquant l'équation (T. 16) à chacune des fractions de la colonne occupée par le lit mixte, on obtient :

$$\frac{[h(T_C - T_D)]_{\text{dense}}}{[h(T_C - T_D)]_{\text{lâche}}} = \frac{\beta_{\text{lâche}}}{\beta_{\text{dense}}} \frac{[dT/dz]_{\text{dense}}}{[dT/dz]_{\text{lâche}}} \quad (\text{T. 32})$$

qui en tenant compte de (T. 31) devient :

$$[h(T_C - T_D)]_{\text{dense}} = [h(T_C - T_D)]_{\text{lâche}} \quad (\text{T. 33})$$

autrement dit, la quantité de chaleur transférée par unité de surface et par unité de temps reste constante dans le lit lâche et dans le lit dense qui constituent le lit mixte.

Nous avons, au cours d'une manipulation, couplé deux thermocouples placés dans une même section de la colonne, l'un baignant dans la phase continue, l'autre muni d'un anneau capteur de gouttes, de manière à enregistrer directement et en continu le gradient $(T_C - T_D)$. Simultanément, nous avons enregistré $(T_C - T_D)_{\text{dense}}$ et $(T_C - T_D)_{\text{lâche}}$, les gradients régnant dans deux sections de la colonne, l'une dans le lit dense et l'autre dans le lit lâche. Les courbes enregistrées sont présentées sur la figure T. 1. Comme on pouvait s'y attendre elles présentent une multitude de pics correspondant aux différents passages des gouttes dans l'anneau - capteur. Celles ci étant plus froides lorsqu'elles heurtent le capteur que lorsqu'elles le quittent, nous avons considéré que le vrai $(T_C - T_D)$ est fourni par les maxima des pics. La figure T. 1 montre que :

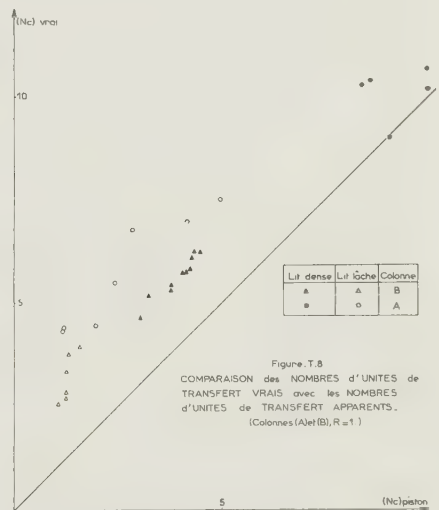
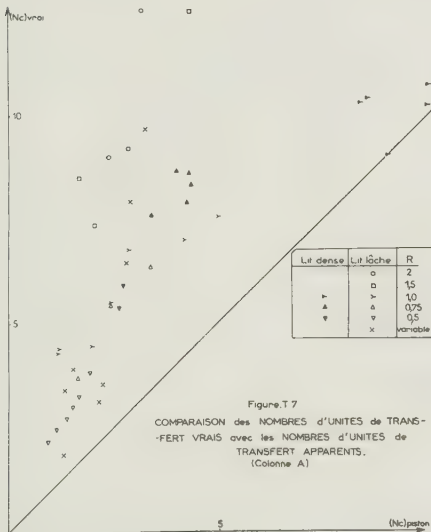
$$\frac{(T_C - T_D)_{\text{dense}}}{(T_C - T_D)_{\text{lâche}}} = 2,4 \text{ à } 2,9$$

Dans les mêmes conditions de débit, le rapport $h_{\text{lâche}}/h_{\text{dense}}$ calculé à partir de valeurs obtenues dans deux expériences indépendantes a une valeur entre 2,2 et 2,4. L'accord entre ces deux rapports est excellent et confirme la validité de la relation (T. 33).

Le lit mixte semble donc associer les avantages offerts séparément par le lit lâche et le lit dense. Le premier en effet, se traduit par une conductance élevée due à la grande vitesse relative des gouttes et le second permet de réduire notablement le saut de température à l'entrée de la phase continue.

VI EVALUATION DE L'EFFICACITE D'UNE COLONNE A PULVERISATION

La connaissance du nombre Pe_C , traduisant la dispersion axiale et de la conductance de transfert h , permet par résolution numérique des équations (T. 23) et (T. 24) de calculer l'efficacité de la colonne, définie précédemment par la relation (T. 10). Cette efficacité ne peut être exprimée par les relations (T. 11) et (T. 12) valables dans le cas d'un écoulement piston, comme le montre la figure T. 7 où ont été portés pour la colonne (A), les nombres d'unités de transfert vrais en fonction du nombre d'unités de transfert correspondant à l'écoulement piston. L'écart entre ces deux nombres est considérable et augmente lorsque R augmente, c'est à dire lorsque le débit de la phase continue diminue, autrement dit lorsque la dispersion augmente. Seul pour $R = 1$ et en lit dense l'écoulement se rapproche d'un écoulement piston.



Les résultats obtenus dans la colonne (B), et comparés sur la figure T. 8, à ceux obtenus dans la colonne (A) pour $R = 1$, montrent également un écart entre les deux nombres d'unités de transfert (vrai

et apparent). Cet écart existe, même en lit dense.

Comme on l'a déjà signalé, MIYAUCHI et VERMEULEN [T. 14] donnent la solution des équations (T. 23) et (T. 24), lorsque R est différent de 1 et lorsque R est égal à 1. Dans ce dernier cas la solution peut être mise sous forme d'efficacité, donnée par l'expression :

$$\eta(0) = \frac{1 - \left[\left(\frac{1}{N_C} + \frac{1}{Pe_C} \right) + \frac{1}{Pe_C^2} \right] \exp(N_C + Pe_C)}{1 - \left[\left(\frac{1}{N_C} + \frac{1}{Pe_C} \right) \left(1 + \frac{2}{Pe_C} \right) + \frac{1}{N_C^2} \right] \exp(N_C + Pe_C)} \quad (T. 34)$$

expression qui montre l'influence sur l'efficacité $\eta(0)$, de la dispersion par l'intermédiaire du critère de Péclet Pe_C , et de la conductance de transfert par l'intermédiaire du nombre d'unités de transfert N_C . L'influence de ces deux grandeurs est mieux mise en évidence sur la figure T. 9 qui présente les courbes de variation de l'efficacité $\eta(0)$ en fonction du nombre d'unités de transfert N_C , pour des valeurs constantes de Pe_C . Cette figure indique clairement que lorsque la dispersion axiale est faible (grandes valeurs de Pe_C), l'efficacité de la colonne est surtout contrôlée par la conductance vraie de transfert (ou N_C). Au contraire, pour les faibles valeurs de Pe_C (forte dispersion axiale), dans le domaine du nombre d'unités de transfert rencontrés dans les cas pratiques (voir tableaux T. I et T. II), l'efficacité de la colonne est contrôlée par la dispersion et est principalement une fonction de Pe_C .

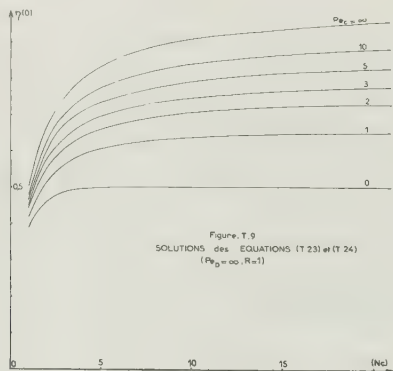
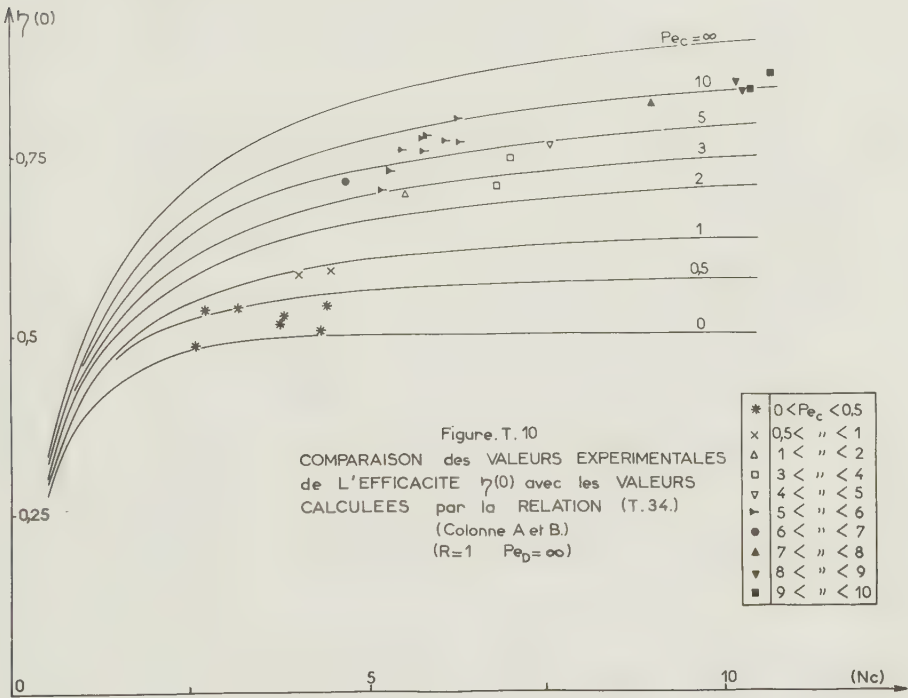


Figure T. 9
SOLUTIONS DES ÉQUATIONS (T. 23) et (T. 24)
($Pe_C = \infty$, $R = 1$)

Sur la figure T. 10, sont comparées les valeurs expérimentales de l'efficacité $\eta(0)$ obtenues dans la colonne (A) et (B) pour $R = 1$, avec des valeurs calculées par l'expression (T. 34). Pour la clarté de la figure, seules quelques courbes, pour certaines valeurs constantes de Pe_C ont été tracées. Si l'on remarque que l'abscisse N_C , l'ordonnée $\eta(0)$ et le paramètre Pe_C , calculés respectivement par les relations (T. 9), (T. 10) et (T. 25) sont tous trois des grandeurs déduites expérimentale-

ment et donc entachées d'erreur, l'accord entre les courbes théoriques et les points expérimentaux est bon.

Ceci confirme, d'une part l'hypothèse que seule la phase continue est le siège d'une dispersion axiale, et d'autre part que le calcul de la conductance de transfert par la relation (T. 30), aussi bien en lit lâche qu'en lit dense, est correct. L'importance du mélangeage dans la colonne ne permet pas l'évaluation de son efficacité par les formules relatives à un écoulement piston. Une évaluation correcte doit tenir compte des valeurs du critère de Péclet et du nombre d'unités de transfert.



REFERENCES

- [T. 1] BAUERLE G.L. et AHLERT R.C., IEC Proc. Des. Dev. 4, p. 225 (1965)
- [T. 2] BLANDING F.H. et ELGIN J.C., Trans. Am. Inst. Chem. Engrs 38, p. 305 (1942)
- [T. 3] DANCKWERTS P.V., Chem. Eng. Sci. 2; p. 1 (1953)
- [T. 4] GARWIN L. et SMITH B.D., Chem. Eng. Progr. 49, p. 591 (1953)
- [T. 5] GEANKOPLIS C.J. et HIXSON N.A., Ind. Eng. Chem. 42, p. 1141 (1950)
- [T. 6] GIER T.H. et HOUGEN J.O., Ind. Eng. Chem. 45, p. 1362 (1953)
- [T. 7] GRESKOVICH E.J. - BARTON P. et HERSH R.E., AICHE J. 13, p. 1160 (1967)
- [T. 8] HENDRIX C.D. - DAVE S.B. et JOHNSON H.F., AICHE J. 13 p. 1073 (1967)
- [T. 9] LETAN R. et KEHAT E., Rept. to Israël National Council for Research and Development (1963)
- [T. 10] LETAN R. et KEHAT E., AICHE J. 14, p. 405 (1968)
- [T. 11] LETAN R. et KEHAT E., Chem. Eng. Sci. 20, p. 856 (1965)
- [T. 12] LETAN R. et KEHAT E., AICHE J. 11, p. 804 (1965)
- [T. 13] MIYAUCHI T., U.S.A.E.C. Rept. N° UCRL 3911 (1957)
- [T. 14] MIYAUCHI T. et VERMEULEN T., IEC Fundamentals 2, p. 113 (1963)
- [T. 15] MIXON F.O. - WHITAKER D.R. et ORCUTT J.C., AICHE J. 13, p. 21 (1967)
- [T. 16] SLEICHER C.A., AICHE J., 5, p. 145 (1959)
- [T. 17] SUKHATME S.R. et HURWITZ M., Rept. N° 120 Dynatech Corp. Office of Saline Water (Oct 1964)
- [T. 18] WILLIAMS G.G., Ph. D. Thesis, Mass. Inst. of Technology, Cambridge (1942)
- [T. 19] WOODWARD T., Chem. Eng. Progr. 57, p. 52 (1961)

Tableau T.I
colonne (A)

N°	R	U _D 1/h	U _C 1/h	β	S _{D=de} ⁶	Vr cm/s	T _{CE} °C	T' _{CE} °C	T _{CS} °C	T _{DE} °C	T _{DS} °C	Pe _C	$\frac{h \cdot 10^2}{2} \frac{\text{cal}}{\text{cm} \cdot \text{s} \cdot ^\circ\text{C}}$	η(o)	NUT vrai	(N _C) _p
1	2,0	143	25,7	0,105	13,6	8,99	59,75	37,25	26,25	19,50	35,75	0,57	0,843	0,808	9,0	2,40
2	"	213	38,3	0,190	18,5	7,54	60,00	39,75	23,00	19,50	36,75	0,95	0,566	0,855	12,7	3,15
3	"	"	"	0,675	"	2,80	61,50	51,75	28,25	28,25	45,50	-	-	1	-	-
4	"	251	45,2	0,590	19,4	3,46	60,75	49,50	29,75	29,75	46,00	-	-	1	-	-
5	1,73	213	44,3	0,165	18,5	7,60	49,50	40,00	26,50	24,25	37,25	1,37	-	0,883	9,66	3,24
6	1,5	143	34,3	0,105	13,6	9,07	61,75	39,75	26,25	17,75	35,75	0,73	1,06	0,625	8,5	1,68
7	"	178	42,7	0,126	15,8	8,55	58,50	36,25	22,25	17,75	34,00	1,08	-	0,603	7,35	2,05
8	"	213	51,1	0,195	18,5	7,51	62,00	42,00	21,25	15,25	39,25	1,20	0,680	0,770	9,2	2,86
9	"	251	60,2	0,295	19,4	6,05	62,75	46,00	18,25	17,00	42,00	1,91	0,700	0,850	12,8	4,28
10	1,445	178	44,3	0,140	15,8	8,53	50,00	40,50	28,25	23,50	38,50	1,20	-	0,812	7,9	2,88
11	1,0	47	16,9	0,024	12,8	12,76	57,50	44,00	37,75	22,25	40,75	0,37	-	0,503	4,30	1,17
12	"	62	22,3	0,033	12,8	12,25	59,50	47,00	40,50	24,75	24,00	0,50	-	0,540	4,40	1,20
13	"	111	39,9	0,068	13,2	10,73	57,50	43,00	29,50	18,00	41,25	0,75	1,010	0,590	4,45	1,98
14	"	178	64,0	0,142	15,8	8,58	53,00	43,75	28,00	18,00	42,50	1,45	0,680	0,699	5,50	2,45
15	"	213	76,6	0,200	18,5	7,50	61,50	55,00	32,00	21,50	49,75	3,00	0,640	0,708	6,80	2,70
16	"	233	83,8	0,261	18,7	6,48	61,00	54,50	25,00	17,25	49,75	3,55	0,593	0,748	7,00	4,20
17	"	251	90,3	0,318	19,4	5,95	66,00	61,75	30,00	23,50	56,00	4,65	0,575	0,765	7,55	5,00
18	"	"	"	0,475	"	4,52	62,00	59,50	36,50	34,00	56,50	7,90	-	0,828	9,0	9,08
19	"	213	76,6	0,620	18,5	3,52	62,25	59,75	35,25	33,00	58,00	8,80	-	0,855	10,2	10,00
20	"	196	70,5	0,675	16,9	3,26	62,00	59,50	35,50	32,50	57,25	8,80	-	0,840	10,3	8,35
21	"	178	64,0	0,710	15,8	3,05	63,25	61,00	35,75	32,50	58,25	9,55	-	0,840	10,4	8,60
22	"	162	58,3	0,750	14,6	2,91	62,25	59,75	33,25	30,50	58,00	10,00	-	0,875	10,7	10,00
23	0,820	251	110	0,330	19,4	6,00	58,75	55,50	32,00	24,75	50,75	6,00	0,560	0,627	6,45	2,80
24	0,75	178	85,4	0,140	15,8	8,87	62,75	57,25	43,50	29,50	54,00	1,95	-	0,553	3,68	1,65
25	"	213	102,5	0,200	18,5	7,70	61,50	58,25	39,50	31,00	55,00	4,4	-	0,591	5,45	2,42
26	"	251	120,5	0,333	19,4	6,03	56,50	53,50	27,25	19,00	50,75	6,9	0,645	0,635	6,28	3,38
27	"	251	"	0,505	"	4,80	64,00	63,00	51,00	47,00	61,50	8,0	-	0,641	7,60	3,41
28	"	233	111,5	0,560	18,7	4,30	62,25	61,50	41,75	36,00	59,50	8,7	-	0,672	7,90	4,25
29	"	213	102,5	0,600	18,5	3,95	62,00	61,00	41,00	34,00	59,50	8,75	-	0,683	8,36	4,36
30	"	196	94,0	0,660	16,9	3,70	61,00	60,00	38,75	31,75	58,25	9,4	-	0,680	8,60	4,28
31	"	178	85,4	0,700	15,8	3,40	61,00	60,00	38,25	30,75	57,75	9,4	-	0,670	8,63	4,00

N°	R	U _D 1/h	U _C 1/h	β	s _D = $\frac{6}{de}$	V _r cm/s	T _{CE} °C	T' _{CE} °C	T _{CS} °C	T _{DE} °C	T _{DS} °C	Pe _C	$\frac{h \cdot 10^2}{2 \cdot cm \cdot s \cdot ^\circ C}$	η(o)	NUT vrai (N _C) _p	
32	0,688	143	75,0	0,105	13,6	9,20	58,75	49,25	34,50	18,50	46,50	1,4	0,875	0,472	3,38	1,33
33	0,623	196	113	0,153	16,9	7,91	48,00	47,00	35,00	24,00	45,00	4,0	-	0,552	3,55	2,25
34	0,612	143	84	0,108	13,6	9,16	50,00	47,25	37,75	27,75	41,50	1,6	-	0,525	3,12	2,13
35	0,500	94	67,6	0,055	13,0	11,46	62,75	55,50	43,50	24,00	51,75	1,1	1,05	0,361	2,16	0,93
36	"	143	102,8	0,107	13,6	9,38	63,75	58,00	42,50	23,00	54,50	1,9	0,97	0,387	2,45	1,13
37	"	162	116,6	0,127	14,6	9,13	50,25	48,50	39,00	25,00	46,50	3,0	-	0,425	2,70	1,38
38	"	178	128	0,155	15,8	8,43	51,25	50,25	41,50	29,25	48,50	4,0	-	0,440	2,98	1,53
39	"	196	141	0,190	16,9	7,68	50,00	49,25	38,50	25,50	47,50	5,3	-	0,465	3,25	1,72
40	"	213	153,2	0,250	18,5	6,82	51,25	50,50	40,50	28,75	49,00	7,0	-	0,495	3,81	1,94
41	"	213	"	0,535	"	4,70	62,50	62,50	47,00	34,75	61,25	?	-	0,478	5,90	2,75
42	"	196	141	0,558	16,9	4,33	61,25	61,25	44,25	30,50	59,75	?	-	0,475	5,34	2,65
43	0,459	213	167	0,260	18,5	6,75	61,00	60,00	43,25	23,50	56,50	7,5	-	0,435	3,92	1,54
44	0,371	143	139	0,110	13,6	9,4	50,25	49,00	42,25	27,75	48,25	3,2	-	0,348	1,86	1,32

Tableau T.II
colonne (B)

N°	R	$\frac{U_D}{1/h}$	$\frac{U_C}{1/h}$	β	$s_D = \frac{6}{de}$	V_r cm/s	$T_{CE}^{\circ}C$	$T'_{CE}^{\circ}C$	$T_{CS}^{\circ}C$	$T_{DE}^{\circ}C$	$T_{DS}^{\circ}C$	Pe_C	$\frac{h \cdot 10^2}{cm \cdot s \cdot ^{\circ}C}$	$\eta(o)$	NUT	
															v_{rai}	$(N_C)_p$
1	1,0	62	22,3	0,033	12,9	12,25	58,75	47,25	44,25	30,00	45,00	0,174	1,18	0,484	2,54	1,03
2	"	111	39,9	0,068	13,2	10,73	62,50	50,25	44,50	31,25	48,00	0,327	-	0,535	2,68	1,22
3	"	143	51,4	0,107	13,6	9,01	61,50	51,75	45,25	31,75	47,75	0,396	0,97	0,538	3,15	1,22
4	"	178	64,0	0,142	15,8	8,58	62,25	49,00	43,25	29,75	46,50	0,420	0,93	0,515	3,72	1,24
5	"	196	70,5	0,180	16,9	7,59	61,25	47,75	40,50	27,00	45,00	0,407	0,63	0,525	3,78	1,28
6	"	213	76,6	0,200	18,5	7,50	61,75	52,25	44,25	34,50	50,50	0,680	0,62	0,588	3,97	1,60
7	"	251	90,3	0,475	19,4	4,52	62,00	60,00	43,25	37,50	55,00	6,5	0,40	0,715	4,65	3,05
8	"	244	87,8	0,515	19,1	4,22	62,75	60,25	42,00	36,25	54,75	5,6	0,36	0,700	5,17	3,22
9	"	233	83,8	0,550	18,7	3,93	62,25	59,75	40,75	36,00	56,00	5,6	0,39	0,762	5,45	3,80
10	"	"	"	"	"	"	61,00	58,50	39,75	35,00	54,50	5,8	0,33	0,730	5,30	3,80
11	"	213	76,6	0,620	18,5	3,52	60,75	58,00	38,00	33,75	54,50	5,4	0,37	0,763	6,28	4,35
12	"	"	"	"	"	"	62,00	58,75	33,25	27,00	53,50	5,7	0,29	0,757	5,75	4,07
13	"	"	"	"	"	"	61,00	58,25	39,25	34,25	55,00	5,3	0,28	0,776	5,75	4,15
14	"	196	70,5	0,675	16,9	3,26	61,00	57,50	33,00	27,00	53,50	5,3	0,29	0,780	5,80	4,25
15	"	"	"	"	"	"	61,50	58,75	39,00	33,75	55,25	5,8	0,36	0,773	6,11	4,30
16	"	178	64,0	0,710	15,8	3,05	62,25	59,25	39,25	34,50	57,00	5,3	0,31	0,810	6,25	4,50

CONCLUSION

Le but qu'on s'était proposé avant d'entreprendre ce travail était de contribuer à mieux comprendre le processus du transfert de chaleur par contact direct entre deux phases liquides. Au terme de cette étude, on peut se demander si ce mécanisme est mieux cerné et quelles conclusions en tirer ?

Du fait que l'on ne peut atteindre la distribution exacte des vitesses et des températures à l'extérieur et à l'intérieur de la goutte, il est pratiquement impossible d'étudier sur le plan fondamental le transfert de chaleur ou de matière entre une goutte et le liquide environnant. Expérimentalement, il est également difficile de dissocier le transfert qui a lieu pendant le mouvement de la goutte de celui qui a lieu pendant les deux autres phases de sa vie : sa formation et sa coalescence. Toutefois, nous montrons que le mode de mesure et de dépouillement que nous avons adopté nous permet d'isoler la conductance de transfert de la goutte relative à son déplacement. La résistance au transfert pour onze systèmes de liquides, (sur treize étudiés), semble être localisée principalement dans la phase dispersée, et la conductance, indépendante du diamètre de la goutte dans l'intervalle de diamètre décrit, se présente comme une fonction linéaire de la vitesse de déplacement. D'autres expériences sur de nouveaux systèmes de liquides sont nécessaires pour préciser l'influence de la nature des liquides et notamment de leurs viscosités.

Dans l'étude d'une colonne à pulvérisation liquide-liquide, deux aspects ont été abordés et ont fait l'objet de la deuxième et troisième partie.

Dans la deuxième partie, les résultats relatifs à l'hydrodynamique ont été interprétés en introduisant la notion de vitesse relative des gouttes par rapport à la phase continue. Nous avons exprimé cette vitesse par une relation simple en fonction de la vitesse de déplacement d'une goutte isolée en mouvement dans un milieu infini et immobile, et en fonction du taux de rétention de la phase dispersée. L'intervalle que décrit le taux de rétention a pu être considérablement étendu (de 0 à 92 %) par la mise en évidence d'un nouvel écoulement appelé "lit dense" caractérisé par une aire de contact nettement plus grande que celle qu'offre l'écoulement classique appelé "lit lâche". Le mode d'obtention de cet écoulement a été précisé et le fonctionnement de la colonne dans différentes conditions de débit, de température, et avec différents liquides donnant des gouttes ascendantes et descendantes, a été réalisé.

Dans la troisième partie enfin, lié intimement à l'hydrodynamique, le fonctionnement en échangeur de chaleur de la colonne à pulvéri-

sation, nous a porté à interpréter nos résultats par le modèle de l'écoulement piston avec dispersion axiale dans la phase continue. On constate en effet, par la détermination des profils longitudinaux de température de chacune des phases pour un couple de débits donné, qu'il existe à l'entrée de la phase continue dans la colonne proprement dite, une discontinuité dans le gradient de température. Ce "saut" que l'on attribue à un mélangeage dans la colonne, permet de calculer un critère (le nombre de Péclet) de la dispersion axiale. Les variations de ce nombre avec les débits des deux phases liquides pour deux longueurs différentes de colonne, ont été étudiées. Il apparaît que le mélangeage pour un même couple de débits est plus fort en lit lâche qu'en lit dense. Il est également plus fort pour un lit lâche dans une colonne plus petite, mais reste sensiblement le même pour un lit dense. Une corrélation reliant le critère de Péclet à la vitesse relative des deux phases est présentée.

La connaissance des profils de température de chacune des phases nous a permis en outre le calcul de la conductance vraie de transfert. Celle-ci est, comme pour la goutte isolée, uniquement fonction de la vitesse relative des deux phases. Les résultats obtenus, d'une part sur une goutte isolée, et d'autre part en lit lâche et en lit dense dans les deux différentes colonnes, sont en très bon accord. Une relation permettant de calculer cette conductance connaissant la vitesse relative est établie. Enfin, la détermination simultanée du nombre de Péclet et du nombre vrai d'unités de transfert, proportionnel à la conductance, a rendu possible l'évaluation de l'efficacité de la colonne par le modèle de l'écoulement piston avec dispersion axiale dans la phase continue. Un bon accord est obtenu entre ces valeurs et les valeurs expérimentales. Ces dernières, comparées aux valeurs calculées pour un écoulement piston, montrent nettement l'importance que prend le mélangeage dans une colonne à pulvérisation, particulièrement en lit lâche.

NOTATIONS

a	: Aire de contact par unité de volume de colonne cm^{-1}
A, A _n , b	: Constante
C _p	: Chaleur spécifique, $\text{cal}/(\text{g} \cdot ^\circ\text{C})$
C _D	: Coefficient de frottement
d	: Diamètre de la goutte, cm
D	: Diamètre de l'ellipsoïde, cm
e	: Déformation de la goutte, $e = D_H/D_V$
E	: Efficacité, $E = (T_{go} - T_g)/(T_{go} - T_C)$
f	: Coefficient de HARKINS [M.17]
g	: Pesanteur, cm/s^2
h, $\bar{h}$	: Coefficients de transfert de chaleur, $\text{cal}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot ^\circ\text{C})$
k	: Conductivité thermique, $\text{cal}/(\text{cm} \cdot \text{s} \cdot ^\circ\text{C})$
L	: Longueur effective de la colonne, cm
m	: Constante capillaire (voir relation M.24)
n	: Constante (voir équation H.13)
p	: Pente des droites $\log (T_g - T_C) = f(z)$
r	: Rayon de l'ajutage, cm
R	: $(\rho C_p U)_D / (\rho C_p U)_C$
s	: Aire spécifique d'une goutte, cm^{-1}
S	: Surface de la goutte, cm^2
t	: Temps de contact, s
T	: Température, $^\circ\text{C}$
T _{go}	: Température de la goutte au temps τ_F , $^\circ\text{C}$
T [*] _{go}	: Température de la phase dispersée dans l'ajutage (temps zéro) $^\circ\text{C}$
ΔT_{Log}	: Ecart de température (voir relation T.8), $^\circ\text{C}$
u	: Vitesse de déplacement de la goutte, cm/s
U	: Débit volumique, cm^3/s
v	: Volume de la goutte, cm^3
V	: Vitesse superficielle, cm/s

V_o	: Vitesse caractéristique (équation H.14), cm/s
z	: Cote du capteur de gouttes dans la colonne, cm
	: Hauteur de colonne mesurée à partir du bas, cm

Lettres grecques

α	: Diffusivité thermique, cm^2/s
β	: Taux de rétention de la phase dispersée
ϵ	: Porosité
Φ	: Flux de chaleur, $\text{cal}/(\text{cm}^2.\text{s})$
λ	: Constante (voir équation M.16)
μ	: Viscosité, cp
Ω	: Section droite de la colonne
ρ	: Densité, g/cm^3
σ	: Tension superficielle, dynes/cm
τ	: Temps, s
$\eta(\xi)$	: Efficacité, $(T_{CE} - T_C) (T_{CE} - T_{DE})$
ξ	: Hauteur variable, sans dimension, z/L

Nombres sans dimension

Eo	: Nombre d'EOTVOS, $g.\Delta\rho.d^2/\sigma$
Fr	: Nombre de FROUDE, $\rho_c U^2/g.\Delta\rho.d$
N_C	: Nombre d'unités de transfert, $\text{haL}/(V\rho C_p)_C$
$Nu(Sh)$	: Nombre de NUSSELT (ou SHERWOOD), hd/k
P	: $\rho_C^2 \sigma^3 / g \Delta \rho \mu_C^4$
Pe	: Nombre de PECLET, VL/α
$Pr(Sc)$	: Nombre de PRANDTL (ou SCHMIDT) $\mu C_p/k$
Re	: Nombre de REYNOLDS, $\rho_c u d/\mu_C$
We	: Nombre de WEBER, $\rho_C u^2 d/\sigma$

Indices

C	: Phase continue
cr	: Critique
D	: Phase dispersée

e	: Equivalent
E	: Entrée d'une phase
exp.	: Expérimental
F	: Formation
g	: goutte
H	: Horizontal
L	: Limite
M	: Maximum
p	: Ecoulement piston
r	: Relative
S	: Sortie d'une phase
t	: Variable avec le temps
T	: Total
V	: Vertical
∞	: Milieu infini

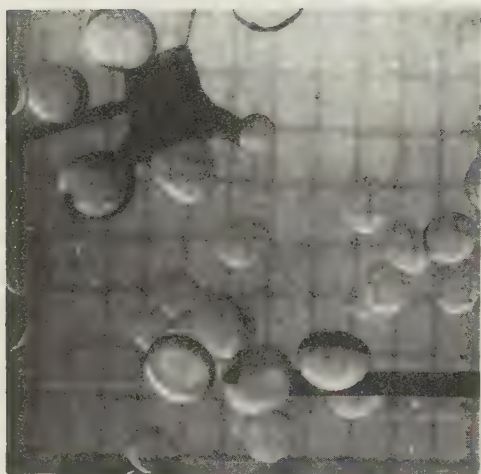


Photo.1.
Kérosène - eau lit lâche.

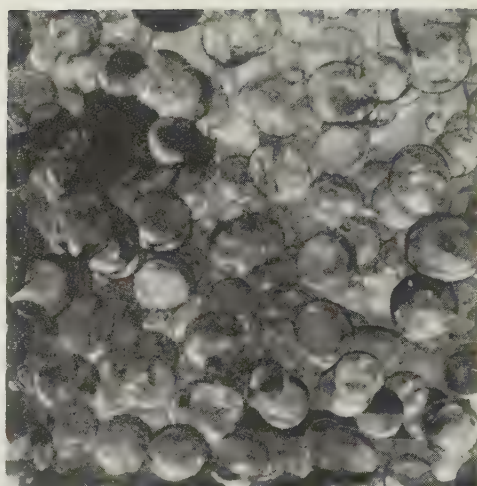


Photo.2.
Kérosène - eau lit lâche.

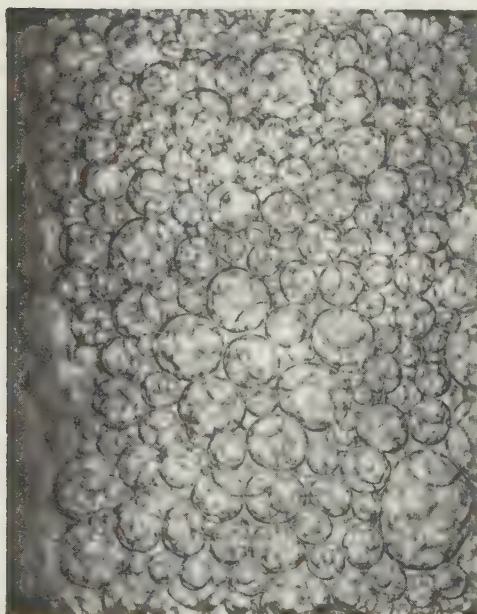


Photo.3.
Eau - kérosène lit dense.

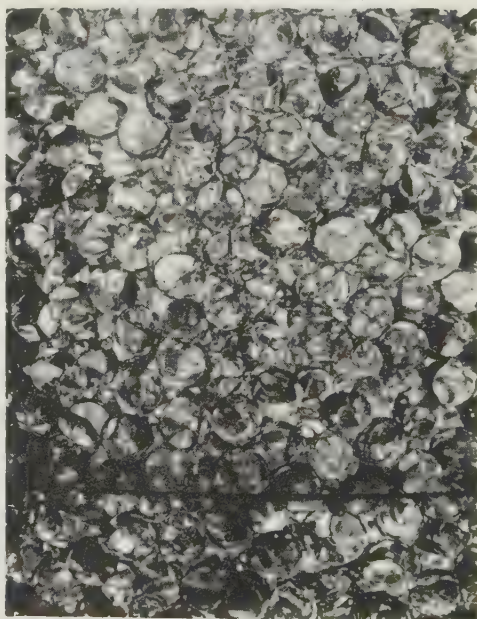


Photo.4.
Kérosène - eau lit dense.

Nom de l'Etudiant : LOUTATY Roben
Nature de la Thèse : DOCTORAT ES SCIENCES APPLIQUEES
Titre de la Thèse : HYDRODYNAMIQUE ET TRANSFERT DE CHALEUR DANS LES
DISPERSIONS LIQUIDE-LIQUIDE.

Vu et Approuvé

Nancy le 16 Octobre 1968

Le Doyen

J. AUBRY

Cet exemplaire est imprimé
à des fins particulières et ne
peut en aucun cas être vendu.

Achevé d'imprimer le 25 Octobre 1968
à l'Atelier de Documentation Universitaire
3, Rue Sellier, 3 NANCY

Dépôt légal N° 431 Faculté des Sciences Editeur
4ème trimestre 1968

